Office - Peters Hall

NOV 28 1925

Physikalische Zeitschrift

begründet von E. Riecke und H. Th. Simon

vereinigt mit dem

Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik

begründet von Johannes Stark

Herausgeber:

Prof. Dr. P. Debye, Prof. Dr. F. Harms und Prof. Dr. R. Seeliger

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von drei bis vier Bogen und wird vierteljährlich für Goldmark 11.— postfrei geliefert. Für das Ausland beträgt der Preis $ 3.— vierteljährlich. Für die Mitglieder der Deutschen Physikalischen Gesellschaft im Inland Goldmark 9.—, im Ausland $ 2.60. Bestellungen nehmen jede Buchhandlung sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen werden für die einmal gespaltene Millimeterzeile mit Goldmark —.35, Beilagen mit Goldmark 60.— berechnet.

Alle Manuskripte und darauf bezügliche Zuschriften sind an Prof. Dr. F. Harms, Würzburg, Bismarckstr. 1, zu senden, mit Ausnahme der zusammenfassenden Berichte, deren Redaktion Prof. Dr. R. Seeliger, Greifswald, Loitzerstr. 43, führt. Bücher sendungen und Anzeigen-Aufträge direkt an den Verlag.

No. 19. Ausgegeben am 3. Novemober 1925. No. 695. Printed in Germany. 26. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

H. Busch, Ein Vorlesungsversuch zur Demonstration der Stromverdrängung (des Skineffekts).

F. Zwicky, Zur Theorie der spezifischen Wärme von Elektrolyten.

Vorträge und Diskussionen des III. Deutschen Physikertages in Danzig vom 10.—16. September 1925:

G. Mie, Zur Theorie der Bremsstrahlung und der Comptonschen Streustrahlung.

G. Hoffmann, Registrierbeobachtungen der durchdringenden Höhenstrahlung im Meeresniveau.

E. Buchwald, Schwankungserscheinungen in Beugungsspektren.

E. Gehrcke, Neuere Ergebnisse der Feinstrukturforschung.

G. Hansen, Die Feinstruktur der Wasserstofflinien.

H. Hellmann und H. Zahn, Eine neue Methode zur Bestimmung der Dielektrizitätskonstante gutleitender Elektrolytlösungen.

F. Hund, Isotropes Ion und Bau der Molekeln und Kristallgitter.

R. Ladenburg, Die diamagnetische und die paramagnetische Drehung der Polarisationsebene.

A. Gyemant, Durchschlag flüssiger Dielektriken.

K. W. Meißner, Absorption in angeregten Gasen.

W. Meißner, Über die Heliumverflüssigungsanlage der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt und einige Messungen mit Hilfe von flüssigem Helium.

Besprechungen:

A. Wichert, Theorie der Schüttelschwingungen und Untersuchung der Schüttelerscheinungen von elektrischen Lokomotiven mit Parallelkurbelgetrieben.

J. Döry, Die Schüttelerscheinungen elektrischer Lokomotiven mit Kurbelantrieb.

A. Hurwitz, Vorlesungen über allgemeine Funktionentheorie und elliptische Funktionen. — R. Courant, Geometrische Funktionentheorie.

L. Schrutka, Elemente der höheren Mathematik.

R. Rothe, Höhere Mathematik. I.

Berichtigung. Personalien.

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

Soeben ist erschienen:

Der Gaskampf u. die chemischen Kampfstoffe

Von **Julius Meyer**

Professor der Chemie a. d. Universität Breslau

Mit 36 Abbildungen, X und 424 Seiten mit Register. 8°. Geheftet Mk. 12.—, Ganzleinen Mk. 14.—.

Auf Grund weitgehender, eigener Erfahrungen an der Front und in der Heimat, als Offizier wie als Chemiker, schreibt der Verfasser über die Anwendung von chemischen Verbindungen zu militärischen und neuerdings auch zu gewissen friedlichen Zwecken (Schädlingsbekämpfung). Nach Schilderung der Entwicklung der Kampfverfahren und der Grundlagen des Gaskampfes werden die Arten der Anwendung der Kampfstoffe unter kriegsmäßigen Bedingungen erläutert. Seiner fesselnden und flüssigen Schreibweise, wie auch seiner guten Abbildungen wegen wird das Werk von Chemikern, Technikern, Offizieren, Medizinern, Historikern und Politikern um so mehr mit Genuß gelesen werden, als Veröffentlichungen auf diesem Gebiete bisher kaum vorliegen.

In der Serie: *Chemie und Technik der Gegenwart* erschienen bisher:

Ostwald, Farbkunde. 40 Abb. 330 Seiten. 1923. Mk. 9.—, geb. Mk. 11.—
Walden, Chemie der freien Radikale. 21 Abb. 365 S. 1924. Mk. 9.—, geb. Mk. 11.—
Blücher, Plastische Massen. 32 Abb. 300 S. 1924. Mk. 8.—, geb. Mk. 10.—
Goldschmidt, Aluminothermie. 81 Abb. 180 S. 1925. Mk. 10.—, geb. Mk. 12.—

Neuste Konstruktion!

Kugelepiskop. D.R.P. 250314.

Franz Schmidt & Haensch

Berlin S. 42, Prinzessinnenstraße 16

Werkstätten für Präzisions-Mechanik und Optik.

Neue optische Spezialinstrumente eigener Konstruktion,

Polarisations-, Spektral-, Projektionsapparate, Episkope u. a.

Preislisten kostenlos.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

No. 19. 1. Oktober 1925. Redaktionsschluß für No. 21 am 10. Oktober 1925. 26. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

H. Busch, Ein Vorlesungsversuch zur Demonstration der Stromverdrängung (des Skineffekts). S. 661.

F. Zwicky, Zur Theorie der spezifischen Wärme von Elektrolyten. S. 664.

Vorträge und Diskussionen des III. Deutschen Physikertages in Danzig vom 10.—16. September 1925:

G. Mie, Zur Theorie der Bremsstrahlung und der Comptonschen Streustrahlung. S. 665.

G. Hoffmann, Registrierbeobachtungen der durchdringenden Höhenstrahlung im Meeresniveau. S. 669.

E. Buchwald, Schwankungserscheinungen in Beugungsspektren. S. 672.

E. Gehrcke, Neuere Ergebnisse der Feinstrukturforschung. S. 675.

G. Hansen, Die Feinstruktur der Wasserstofflinien. S. 678.

H. Hellmann u. H. Zahn, Eine neue Methode zur Bestimmung der Dielektrizitätskonstante gutleitender Elektrolytlösungen. S. 680.

F. Hund, Isotropes Ion und Bau der Molekeln und Kristallgitter. S. 682.

R. Ladenburg, Die diamagnetische und die paramagnetische Drehung der Polarisationsebene. S. 685.

A. Gyemant, Durchschlag flüssiger Dielektriken. S. 686.

K. W. Meißner, Absorption in angeregten Gasen. S. 687.

W. Meißner, Über die Heliumverflüssigungsanlage der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt und einige Messungen mit Hilfe von flüssigem Helium. S. 689.

Besprechungen:

A. Wichert, Theorie der Schüttelschwingungen und Untersuchung der Schüttlerscheinungen von elektrischen Lokomotiven mit Parallelkurbelgetrieben. S. 695.

J. Döry, Die Schüttlerscheinungen elektrischer Lokomotiven mit Kurbelantrieb. S. 695.

A. Hurwitz, Vorlesungen über allgemeine Funktionentheorie und elliptische Funktionen. — R. Courant, Geometrische Funktionentheorie. S. 696.

L. Schrutka, Elemente der höheren Mathematik. S. 696.

R. Rothe, Höhere Mathematik. I. S. 696.

Berichtigung. S. 696.

Personalien. S. 696.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Ein Vorlesungsversuch zur Demonstration der Stromverdrängung (des Skineffekts).

Von H. Busch.

1. Kürzlich habe ich eine Methode angegeben[1]), die die bekannte Erscheinung der Stromverdrängung (Hautwirkung oder Skineffekt) bei einem wechselstromdurchflossenen Leiter dadurch zu verfolgen gestattet, daß die Stromverteilung über den Leiterquerschnitt mittels Sonden nach Größe und Phase gemessen wird. Diese Methode, die mit dem komplexen Kompensator arbeitet, ist als Nullmethode zur Demonstration vor einem größeren Kreise nicht sehr geeignet; hierfür wäre vielmehr eine die Amplitude und Phase der Stromdichte direkt anzeigende Anordnung erwünscht. Man kann die Methode aber leicht in dieser Richtung abändern, wenn man den Umstand benutzt, daß bei Eisenzylindern von etwa 2 cm Durchmesser der Skineffekt bereits bei sehr langsamen Schwingungen von $^1/_2$ bis 1 Periode pro Sekunde, die mit dem Auge verfolgbar sind, sehr merklich wird. Denn maßgebend für die Stärke des Effektes, d. h. das Verhältnis der Stromdichte in der Achse und in unmittelbarer Nähe des Zylindermantels und ihre Phasenverschiebung, ist die Größe

$$r m = r \sqrt{\frac{4\pi\mu\omega}{\sigma}},$$

worin

r den Zylinderradius,

$\omega = 2\pi\nu$ die Kreisfrequenz,

μ die magnetische Permeabilität,

σ den spezifischen Widerstand (in C.G.S.-Einh.)

bedeuten. Mit

$r = 1$ cm,

$\omega = 2\pi$ ($\nu = 1$ Periode pro Sekunde),

$\sigma = 10000$,

$\mu = 1000$

erhält man für rm ungefähr den Wert 2,8, und das entspricht nach der bekannten Theorie[1]) bereits einem Verhältnis des Betrages der Stromdichten von ungefähr 1,8 und einer Phasenverschiebung von ungefähr $^1/_4$ Periode; bei einem Zylinderradius von 1,4 cm erhält man schon bei $^1/_2$ Periode pro Sekunde die gleichen Werte.

Bei diesen langsamen Schwingungen kann man die Sondenspannung mit einem gewöhnlichen Galvanometer messen, dessen Zeiger (bzw. Lichtzeiger) den Schwingungen folgt; durch Verwendung zweier gleicher Galvanometer, von denen eines mit einer am Zylinderumfang, das andere mit einer im Drahtinnern angebrachten Sonde

1) H. Busch, diese Zeitschr. **26**, 509, 1925.

1) Siehe z. B. die Kurven Fig. 4—6 bei H. Busch, l. c.

verbunden ist, läßt sich einerseits die Phasenverschiebung zwischen den inneren und äußeren Stromfäden demonstrieren, anderseits die Frequenzabhängigkeit der Galvanometerempfindlichkeit, die hier wegen der im Vergleich zur Schwingungsdauer des Wechselstromes großen Eigenschwingungsdauer des Galvanometers beträchtlich ist, ausschalten. Dabei ist es nicht nötig, daß der Ausschlag der Galvanometer in Phase mit dem Strom bzw. der Spannung ist, sondern es kommt nur darauf an, daß die Phasenverschiebung zwischen Ausschlag und Strom bei beiden Galvanometern genau gleich groß ist; dies wird dadurch erreicht, daß man die Galvanometer sehr stark dämpft (kriechende Einstellung), so daß von den drei auf das

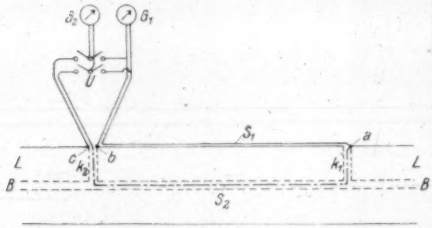


Fig. 1.

schwingende System wirkenden Kräften in der Hauptsache nur die Reibungskraft wirksam ist; dann ist bekanntlich die Phasenverschiebung zwischen Ausschlag und Strom nahe gleich $\frac{\pi}{2}$ ($^1/_4$ Periode) und nur wenig von der Frequenz und den Daten der Galvanometer abhängig.

Um die bei der Sondenmethode durch den Luftschlitz bedingten Störungen zu vermeiden, verzichtet man am besten darauf, die Stromdichte in den verschiedenen Abständen von der Achse zu messen, sondern begnügt sich damit, nur das Verhältnis der Stromdichte in der Achse und am Zylinderumfang zu zeigen; dann braucht man für die innere Sonde nur eine enge achsiale Bohrung; der Luftschlitz fällt weg und der Verlauf der magnetischen Induktionslinien bleibt ungestört.

2. Damit ergibt sich folgende Versuchsanordnung (Fig. 1): Der von dem langsamen Wechselstrom durchflossene Eisenzylinder LL (25 cm lang, 20—30 mm Durchmesser) besitzt eine achsiale Bohrung BB von etwa 2 mm Durchmesser mit zwei radialen Stichkanälen $k_1 k_2$ (gegenseitiger Abstand 15 cm). Die Sonde S_1, die die äußere Stromdichte mißt, ist mit dem einen Draht an der Öffnung a des Stichkanals k_1 festgelötet; der Draht ist dann dicht am Umfang von LL entlang (mit Klebwachs befestigt) bis zur Öffnung des zweiten Stichkanals k_2 geführt, von wo er mit dem zweiten Draht, der bei b angelötet ist, bifilar zum Galvanometer G_1 geht. Von der zweiten, die innere Stromdichte messenden Sonde S_2 ist der eine Draht ebenfalls bei a angelötet; er führt von da durch den Kanal k_1, die Bohrung BB und den Kanal k_2 bis zu dessen äußerer Öffnung, wo (bei c) der andere Draht angelötet ist; von da ab gehen beide Drähte bifilar zum Galvanometer G_2 über den Umschalter U, der dazu dient, zwecks Kontrolle von Phasen- und Empfindlichkeitsgleichheit das Galvanometer G_2 parallel zu G_1 an die Sonde S_1 zu legen.

Als Galvanometer wurden zwei normale Siemenssche Drehspul-Spiegelgalvanometer (Empfindlichkeit ca. 10^{-9} Amp./Sk.-T., Systemwiderstand ca. 300 Ω, äußerer Grenzwiderstand ca. 10000 Ω) verwendet, die infolge des Kurzschlusses durch die Sonden sehr stark gedämpft waren (Zeitkonstante ca. 2 Minuten). Die Lichtzeiger beider Galvanometer wurden auf der gleichen Skala abgebildet, so daß die Nullpunkte zusammenfielen. Durch Regulierung des magnetischen Nebenschlusses konnten beide Instrumente auf genau gleiche Empfindlichkeit eingestellt werden[1]).

3. Der den Zylinder durchfließende langsame Wechselstrom wurde ähnlich wie bei der früheren Anordnung durch Transformation hergestellt, indem der Eisenzylinder durch ein Kupferrohr zu einem Kreise geschlossen wurde, der direkt die Sekundärwicklung eines Transformators bildete; nur war hier wegen der geringen Frequenz ein erheblich größerer Eisenquerschnitt des Transformators erforderlich, um die benötigte beträchtliche Stromstärke (ca. 100 bis 300 Ampere) zu erhalten. Verwendet wurde ein Transformator mit 36 cm² Eisenquerschnitt; das Kupferrohr wurde in zwei Windungen um den Eisenkern herumgeführt. Die Photographie Fig. 2 zeigt die Versuchsordnung: auf der rechten Hälfte ist der Transformator mit dem Kupferrohr sichtbar, ganz rechts sieht man den Eisen-

1) Es wurde auch versucht, durch Verwendung von Galvanometern mit kleinerem Widerstande (Siemens-Galvanometer mit 10 Ω Systemwiderstand) eine höhere Empfindlichkeit zu erreichen, um mit geringeren Strömen im Eisenzylinder auszukommen. Hierbei zeigten sich aber Störungen, die durch die erheblich geringere Dämpfung dieser Instrumente hervorgerufen wurden, nämlich eine merkliche Phasenverschiebung zwischen beiden Instrumenten, die nur durch Einstellung auf ungleiche Empfindlichkeit beseitigt werden konnte; ferner langsame Schwingungen, die sich den untersuchten Schwingungen überlagerten, und endlich eine unbequem starke Abnahme der Empfindlichkeit mit zunehmender Frequenz.

zylinder mit den abgehenden Sondenleitungen; der Umschalter links vor dem Transformator diente dazu, die beiden Primärspulen (je 132 Windungen) nach Bedarf parallel oder hintereinander zu schalten.

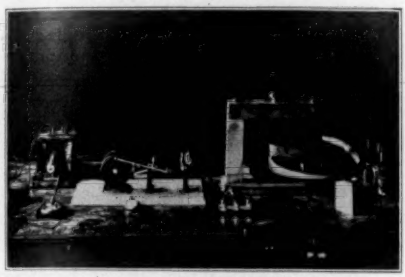


Fig. 2.

Fig. 2 (linke Hälfte) zeigt auch die Anordnung zur Erzeugung des Primärstromes: ein als Spannungsteiler geschalteter Schieberwiderstand (ca. 1 Ω) mit zwei Schleifkontakten, die durch ein Kurbelgetriebe gegenläufig hin und her bewegt wurden[1]); das Getriebe wurde durch den ganz links sichtbaren Motor mittels Riemen angetrieben. An dem Widerstande lag eine durch einen Vorschaltwiderstand zwischen etwa 2,5 und 10 Volt veränderliche Gleichspannung[2]).

4. Die folgende Tabelle zeigt die Ergebnisse einer an einem Eisenzylinder von 3 cm Durchmesser ausgeführten Meßreihe; die beiden ersten Spalten geben die Schwingungsdauer T und Frequenz ν, die beiden folgenden die Amplituden der Galvanometer G_1 und G_2, die fünfte das Verhältnis V beider, also das Verhältnis zwischen äußerer und innerer Stromdichte, die sechste Spalte die beobachtete Phasenverschiebung φ (über deren Messung siehe den folgenden Abschnitt). Die beiden letzten Spalten geben die ungefähre Stromstärke J im Eisenzylinder in Ampere, sowie die daraus berechnete magnetische Feldstärke $\mathfrak{H}_{max}$ am Zylinderumfang an; die letzte Zahlenreihe zeigt, daß wir uns im Bereich starker Sättigung, also stark veränderlicher Permeabilität μ befinden, so daß ein Vergleich mit der konstantes μ voraussetzenden Theorie zwecklos ist.

T	ν	Ampl. G_1	Ampl. G_2	V	φ	J	$\mathfrak{H}_{max}$
∞	0			1,00	0°		
3,74	0,267	59	47	1,25	21°	80	11
2,27	0,44	58	37	1,57	35°	115	15
1,01	0,99	57	18,5	3,1	55°	180	24
0,52	1,92	44	7	6,3	ca. 70°	210	28
0,253	3,95	31	2,4	13	ca. 90°	280	37

5. Bei der beschriebenen Anordnung ist zwar das Vorhandensein einer Phasenverschiebung deutlich sichtbar, aber ihre Größe kann nur roh geschätzt, ihre Abhängigkeit von der Frequenz kaum erkannt werden. Zur genaueren Messung kann man die beiden Galvanometer nach Art des Saladinschen Doppelspiegelgalvanometers[1]) derart anordnen, daß dem gleichen, punktförmigen Lichtzeiger durch das eine Galvanometer eine horizontale, durch das andere eine vertikale Ablenkung erteilt wird und so der Lichtzeiger eine Lissajous-Figur (Schwingungsellipse) beschreibt, aus der in bekannter Weise der Phasenwinkel φ ermittelt werden kann. Auf diese Weise sind die in der obigen Tabelle angegebenen Werte von φ bestimmt worden.

Allerdings ist die Demonstration des Amplitudenverhältnisses mit dieser Anordnung nicht so deutlich und sinnfällig wie mit der erstbeschriebenen (2 Lichtzeiger auf der gleichen Skala).

6. Zusammenfassung. Es wird darauf hingewiesen, daß der Skineffekt in Eisendrähten von 2—3 cm Durchmesser bereits bei Frequenzen von der Größenordnung $^1/_2$—1 Periode pro Sek. sehr merklich ist, und eine Versuchsanordnung angegeben, welche diesen Effekt durch Messung von Amplitudenverhältnis und Phasenverschiebung zwischen äußerer und innerer Stromdichte mittels zweier Spiegelgalvanometer vor einem großen Kreise zu demonstrieren gestattet.

1) Siemens & Halske, Preisliste 56 VIII, S. 15, 1912.

Jena, Physikalisches Institut.

(Eingegangen 9. September 1925.)

1) Der kleine Apparat wird von der Vereinigung Göttinger Werke, Göttingen, hergestellt.

2) Man kann den Primärstrom auch erzeugen mittels eines normalen Einankerumformers (110 oder 220 Volt, 50 Perioden, mindestens 1 Kilowatt), an dessen Anker man bei normaler Felderregung eine so niedrige Spannung (2—10 Volt) legt, daß die gewünschte geringe Periodenzahl erreicht wird. Man hat dabei gleichzeitig den Vorteil, daß die Wechselspannung proportional mit der Frequenz ansteigt und so die Empfindlichkeitsabnahme der Galvanometer bei steigender Frequenz kompensiert wird. Jedoch zeigte ein Versuch, der mit einem zweipoligen Umformer für normal 110 Volt, 43 Perioden 1,5 Kilowatt ausgeführt wurde, daß die Maschine bei diesen kleinen Drehzahlen infolge des Einflusses der Ankernuten recht unregelmäßig lief und bei Frequenzen unter 1 Periode Sek. überhaupt versagte.

Zur Theorie der spezifischen Wärme von Elektrolyten[1].

(Vorläufige Mitteilung.)

Von F. Zwicky.

Die spezifischen Wärmen von Elektrolytlösungen zeigen im Gegensatz zu nichtionogenen Lösungen außerordentlich kleine Werte. Löst man z. B. n Mole KCl in n_0 Molen H_2O, so daß $n + n_0 = 1$, so ist die spezifische Wärme dieser Mollösung kleiner als die spezifische Wärme der n_0 Mole Wasser, die sie enthält. Nichtionogene Lösungen zeigen diese Anomalie (Verkleinerung der spezifischen Wärme bei Vermehrung der Zahl der Freiheitsgrade) nicht. Eine Lösung von n Molen Zucker in n_0 Molen Wasser (spezifische Wärme $= c_0$) zeigt eine spezifische Wärme

$$C = n_0 c_0 + nc,$$

wobei c ungefähr die spezifische Wärme eines Mols Zucker im festen Zustand ist. Auf alle Fälle gilt $C > n_0 c_0$, während im Gegensatz dazu bei den meisten Elektrolyten $C < n_0 c_0$ ist.

Eine Erklärung für dieses sonderbare Verhalten kann nur durch Berücksichtigung der elektrischen Kräfte, welche von den Ionen auf die Wassermoleküle ausgeübt werden, gefunden werden. Diese Kräfte lassen sich quantitativ erfassen und die spezifische Wärme von Elektrolyten läßt sich so sehr schön berechnen. Folgende Überlegung zeigt, wie man zum Ziele gelangt.

Die freie Energie eines Mols der Lösung sei f. Wir entladen nun die Ionen in zwei Stufen bei konstant gehaltener Temperatur.

Erster Schritt. Man vernichtet zuerst die elektrische Polarisation des Wassers um die Ionen herum, indem man z. B. die Wasserdipole in völlig regellose Lage bringt. Dabei soll aber der Druck in der das Ion umgebenden Wasserkugel konstant gehalten werden. Zu diesem Prozeß sei die elektrische Arbeit A_ε erforderlich. (Im Falle man mit der gewöhnlichen Dielektrizitätskonstante D des Wassers bis an die Oberfläche des Ions von der Ladung e und dem Radius a rechnen könnte, wäre $A_\varepsilon = \frac{e^2}{2aD}(D-1)$).

Zweiter Schritt. Die das Ion umgebende Wasserkugel steht unter erhöhtem Druck, wie leicht einzusehen ist. Die Dipole des Wassers werden nämlich im inhomogenen Feld des Ions angezogen und erzeugen in der Nähe desselben große Drucke (Größenordnung bis 10000 Atm.). Befreien wir das Wasser bei konstanter Temperatur von diesem erhöhten Druck, so haben wir eine Arbeit $A_\varkappa$ zu leisten, die gleich der negativen Kompressionsarbeit ist.

Für sehr verdünnte Lösungen ist durch Ausführung dieser zwei Schritte der Einfluß der elektrischen Ladungen auf die spezifische Wärme der Lösung vollkommen vernichtet. (Die Arbeit, welche zur Vernichtung der Ionenatmosphäre aufgewendet werden muß, ist relativ klein und spielt nur eine sekundäre Rolle.) Die Lösung, zu der wir durch die zwei oben geschilderten Schritte gelangt sind, hat also in bezug auf die spezifische Wärme dieselben normalen Eigenschaften wie etwa die vorher erwähnte Zuckerlösung. Ihre freie Energie sei f_0. Dann gilt

$$f = f_0 - A_\varepsilon - A_\varkappa.$$

Daraus berechnet sich die Energie der Elektrolytlösung als

$$U = f - T\frac{\partial f}{\partial T}$$

und deren spezifische Wärme

$$C_v = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_v.$$

Es läßt sich nun zeigen, daß die Kompressionsarbeit $A_\varkappa$ es ist, welche für die Kleinheit von C_v von entscheidender Bedeutung ist. Am besten sieht man das ein, wenn man die obige Überlegung etwas modifiziert.

Man führe nur den ersten der beiden Schritte aus. Die freie Energie der Lösung sei dann f', so daß

$$f = f' - A_\varepsilon$$

ist. Daraus folgt

$$C_v = C_v' + T\frac{\partial^2 A_\varepsilon}{\partial T^2}.$$

C_v' stellt die spezifische Wärme der Ionen plus diejenige des teilweise unter erhöhtem Druck stehenden Wassers dar. Nun wird aber durch Erhöhung des Druckes die spezifische Wärme des Wassers stark vermindert (bei 1000 Atm. ca. eine cal. pro Mol). C_v' wird daher abnorm klein und damit auch C_v. Da

$$C_v' = C_{v_0} + T\frac{\partial^2 A_\varkappa}{\partial T^2}$$

ist, wobei sich C_{v_0} absolut normal verhält, sieht man, daß die vorher aufgedeckte Kleinheit der Größe C_v' vom zweiten Glied, d. h. von der Temperaturabhängigkeit der Kompressionsarbeit $A_\varkappa$, herrührt.

Die rechnerische Durchführung der obigen Überlegungen ist möglich unter Mitnahme des

[1] Vorgetragen in Zürich am 2. Mai 1925 in der Sitzung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft. Die Anregung zu dieser Untersuchung verdanke ich P. Scherrer.

Dipolmomentes μ_0 des Wassermoleküls als einziger unbekannter Konstanten[1]). Die Daten über die spezifische Wärme des Wassers bei erhöhtem Druck können mit Hilfe der Beziehung $\frac{\partial C_p}{\partial T} = -T\frac{\partial^2 v}{\partial T^2}$ aus Messungen über das spezifische Volumen bei hohen Drucken entnommen werden. Die Messungen lassen sich dann mit Hilfe der Theorie sehr schön darstellen. Aus individuellen Abweichungen können in zwingender Weise Rückschlüsse auf die Hydratation der Ionen gezogen werden. Es sei noch erwähnt, daß sich auf der gleichen Grundlage Ausdehnungskoeffizient, Kompressibilität und Volumenkontraktion von Lösungen quantitativ richtig berechnen lassen.

Mit besonderem Nachdruck möchte ich auf die Bedeutung der Kompressionsarbeit bei Aufladung der Ionen hinweisen. Dieselbe ist bis jetzt, soviel mir bekannt, nicht richtig erkannt worden. Diese Kompressionsarbeit müßte im Falle größerer Konzentrationen auch bei den von Debye und Hückel behandelten Effekten berücksichtigt werden. Als Grundterm der Energie bei Aufladung eines Ions darf man z. B. nicht den Betrag $\frac{e^2}{2aD}$ allein ansetzen, wie es etwa E. Hückel[1]) in seiner Arbeit über die konzentrierten Lösungen von starken Elektrolyten getan hat.

Eine ausführliche Darstellung der dargelegten Zusammenhänge folgt nächstens.

1) E. Hückel, Physik. Zeitschr. **26**, 93, 1925.

Zürich, den 14. September 1925.

(Eingegangen 17. September 1925.)

1). μ_0 nimmt dabei einen Wert in der bekannten Größenordnung 10^{-19} el.-st. E. an.

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN DES III. DEUTSCHEN PHYSIKERTAGES IN DANZIG VOM 10.—16. SEPTEMBER 1925.

Gustav Mie (Freiburg i. B.), Zur Theorie der Bremsstrahlung und der Comptonschen Streustrahlung.

Der wesentliche Unterschied der neuen Strahlungstheorie von Bohr, Kramers, Slater gegen die extreme Quantentheorie, wie sie in der berühmten Arbeit von Einstein vom Jahre 1916 entwickelt worden ist, läßt sich kurz so formulieren: Dieselbe Zeit, in welcher nach der extremen Quantentheorie das Atom vor dem plötzlichen Energiesprung gewissermaßen untätig verweilt, ist nach der neuen Strahlungstheorie von dem Vorgange der Strahlungsemission ausgefüllt, aber ohne daß das Atom selber dabei eine Veränderung erfährt. Auf diese Weise wird die Wellenlehre des Lichtes aufrecht erhalten, gleichzeitig werden Energieprinzip und Impulssatz zu statistischen Gesetzen degradiert. In den experimentell faßbaren Konsequenzen unterscheiden sich die beiden Theorien nur in dem Gebiet, das man unter dem Namen der Wellenlehre aus der übrigen Optik abgrenzen kann. Die neue Strahlungstheorie gibt ohne weiteres eine Erklärung der Erscheinungen der Interferenz, Beugung, Polarisation, Reflektion, Brechung, indem sie sich hier vollkommen an die überkommene Wellentheorie anschließt, die extreme Quantentheorie dagegen, indem sie den periodischen Charakter der Lichtstrahlung leugnet, ist unfähig, in Einklang mit diesem großen Gebiet von Erfahrungstatsachen zu kommen. In den Gebieten der Optik aber, in welchen sich die extreme Quantentheorie als so ungemein fruchtbar und zuverlässig bewährt hat, nämlich Emission, Absorption, Fluoreszenz, deckt sich die neue Strahlungstheorie völlig mit ihr und erklärt dementsprechend die beobachteten Tatsachen ebenso einfach und unmittelbar anschaulich wie sie. Nur die Comptonsche Streustrahlung und, soviel ich sehen kann, auch die Bremsstrahlung wollen sich der neuen Theorie nicht ohne weiteres fügen, und es erhebt sich die Frage, worin sich denn diese beiden Phänomene von den übrigen optischen Tatsachen so prinzipiell unterscheiden sollen.

Der Unterschied zwischen der neuen Strahlungstheorie von Bohr, Kramers, Slater und der extremen Quantentheorie von Einstein läßt sich noch mit etwas anderen Worten aussprechen. Nach der extremen Quantentheorie hat das angeregte Atom eine endliche Verweilzeit, aber die Abklingungszeit des Emissionsvorganges ist Null; nach der neuen Strahlungstheorie beginnt das Atom, ohne zu verweilen, Licht zu emittieren, die Verweilzeit ist Null, aber der Emissionsvorgang hat eine

endliche Abklingungszeit. Was in der extremen Quantentheorie als Verweilzeit erscheint, ist identisch mit dem, was in der neuen Strahlungstheorie als Abklingungszeit erscheint. Nun ist die Sachlage aber die, daß ein Emissionsvorgang ohne endliche Abklingungszeit nach der neuen Strahlungstheorie prinzipiell ausgeschlossen ist, denn die Entwicklung eines langen Wellenzuges braucht notwendigerweise Zeit. Dagegen kann die extreme Quantentheorie im Prinzip sehr wohl Emissionsvorgänge zulassen, deren Verweilzeit Null ist. Wenn sie solche Vorgänge wirklich annehmen wollte, könnte allerdings in diesen Fällen die neue Strahlungstheorie nicht mehr mit ihr zusammenstimmen.

Das trifft nun tatsächlich zu bei der Comptonschen Streustrahlung und bei der Bremsstrahlung. Die Comptonsche Streustrahlung wird von der extremen Quantentheorie erklärt durch den Zusammenprall eines Lichtquants mit einem Elektron, bei welchem das Lichtquant sofort nach den Gesetzen des elastischen Stoßes vom Elektron nach einer anderen Richtung wieder wegfliegt. Wir können diese Theorie auch mit etwas anderen Worten folgendermaßen aussprechen: Das Lichtquant wird vom Elektron momentan absorbiert, aber schon in demselben Augenblick, also ohne Verweilzeit, wieder ausgestoßen, und zwar so, daß bei diesen Vorgängen der Energiesatz und der Impulssatz Gültigkeit behalten. Wir haben hier also einen Emissionsvorgang vor uns, der nach der allgemeinen Auffassung aller Vertreter der extremen Quantentheorie, im Gegensatz zu dem so nah verwandten Vorgang der sogenannten Resonanzstrahlung eines Atoms, ohne Verweilzeit ablaufen soll. Was mag der tiefere Grund dafür sein, daß man die beiden nah verwandten Vorgänge so verschieden behandelt? Im Atom macht das Elektron periodische Umläufe, hier kann das Elektron auf einer höherquantigen Bahn beliebig lange verweilen, ohne daß sich der Ort und der Zustand des Atoms ändert. Das vom Atom freie Elektron bewegt sich aber nicht mehr auf geschlossenen Bahnen, hier scheint also die Möglichkeit einer Verweilzeit zu fehlen.

Ebenso ist es bei der Bremsstrahlung. Nach der heutigen Theorie entsteht sie dann, wenn ein aus unendlicher Ferne mit großer Geschwindigkeit in ein Atom eindringendes Elektron durch Annäherung an den Atomkern auf eine Hyperbelbahn gezwungen wird. Sobald das Elektron von dieser Bahn auf eine andere niedrigerquantige Bahn überspringt, emittiert es eine Bremsstrahlung. Da die Bewegung auf der Hyperbelbahn nicht periodisch ist, so scheint auch hier die Möglichkeit einer endlichen Verweilzeit zu fehlen.

Und doch: Will man die Auffassung der neuen Strahlungstheorie auch für diese beiden Phänomene ermöglichen, so muß man zunächst einmal endliche Verweilzeiten einführen. Man sieht leicht, wie man im Falle der Comptonschen Streustrahlung zu verfahren hat. Man muß sich zu der Annahme entschließen, daß das mit dem Elektron zusammenprallende Energiequant während einer gewissen Verweilzeit an ihm haften bleibt und sich erst nach ihrem Ablauf wieder von ihm ablöst. Wenn sowohl beim Anfliegen, als auch bei dem später erfolgenden Abfliegen des Energiequants Impulssatz und Energiesatz erfüllt sind, so bleiben die Aussagen der Theorie über die Streustrahlung und über die Rückstoßelektronen auch nach Einführung der Verweilzeit vollkommen ungeändert. Und nun kann man die Theorie einfach in die Ausdrucksweise der neuen Strahlungstheorie transskribieren, ohne daß an ihren Aussagen irgend etwas Wesentliches geändert wird[1]).

Diese Theorie der Comptonschen Streustrahlung wird aber — das darf nicht übersehen werden — erst durch Einführung einer Annahme möglich, die in der Strahlungstheorie von Bohr, Kramers, Slater noch prinzipiell ausgeschlossen zu sein scheint. Diese Strahlungstheorie beruht, ebenso wie bisher auch die extreme Quantentheorie, auf dem fundamentalen Satz, daß ein Elektron Energie nur mechanisch aufspeichern könne, entweder als Bewegungsenergie oder als potentielle Energie seines elektrischen Feldes. Umgekehrt soll nach diesem Satz auch die als Strahlung emittierte Energie nur direkt aus dem mechanisch in dem Atomsystem aufgespeicherten Energievorrat entnommen werden können. Diese Auffassung ist mit der Tatache der Comptonschen Streustrahlung nicht vereinbar, sobald man eine endliche Verweilzeit annimmt. Das Elektron muß Energie aufnehmen können, ohne sie bloß zur Veränderung seines mechanischen Zustandes zu verwenden, es muß Energie auch in Form eines eigentümlichen Zustandes der Anregung aufspeichern können, eines Zustandes, der sich eben darin äußert, daß das angeregte Elektron Strahlung emittiert. Wohl bemerkt: Das Elektron kann die ihm zugestrahlte Energie auch als mechanische Energie aufnehmen. Dann fliegt es als Photoelektron mit großer Geschwindigkeit davon, strahlt aber nicht. Bisher sagte man: das Elektron hat mechanische Energie gewonnen und strahlt. Wir sagen jetzt: das Elektron hat entweder mechanische Energie gewonnen oder es strahlt.

1) Vgl. G. Mie, Zeitschr. f. Phys. **33**, 37 ff., 1925.

In meiner ersten Veröffentlichung über diesen Gegenstand habe ich noch die Zusatzhypothese gemacht, daß das Elektron die eingestrahlte Energie zunächst immer als innere Anregungsenergie aufnehme, und daß erst später, nur durch einen Stoß mit einem anderen Elektron oder mit einem Atomkern, die Anregungsenergie in Bewegungsenergie umgewandelt werden könne, also das strahlende Elektron in ein Photoelektron[1]). Ich möchte hier ausdrücklich hervorheben, daß man diese Zusatzhypothese auch fallen lassen kann, ohne daß die Theorie dadurch in ihren Grundlagen geändert wird. Es läßt sich manches auch für die andere Hypothese anführen, daß die eingestrahlte Energie vom Elektron von vornherein ebensogut zu einer schnellen Bewegung, wie zur Erzeugung des angeregten Zustandes verwendet werden könne. Diese Hypothese würde ziemlich genau der herrschenden Anschauung entsprechen, nur das Experiment kann schließlich für oder gegen sie entscheiden. Eines aber darf nicht übersehen werden: Wenn die Photoelektronen und die zur Comptonschen Strahlung angeregten Elektronen tatsächlich so nahe verwandt sind, wie ich annehme, so müssen wirksame Stöße erster und zweiter Art als möglich zugelassen werden, durch welche eins ins andere umgewandelt werden kann. Ohne die Annahme der Möglichkeit solcher wirksamen Stöße wäre, glaube ich, die von mir vorgeschlagene Theorie unvollständig. Da diese Stöße das Verhältnis der Zahlen der Photoelektronen und der Compton-Elektronen beeinflussen müßten, so wäre es möglich, daß sich Experimente ersinnen ließen, um über die Existenz dieser wirksamen Stöße und damit über die Richtigkeit unserer Theorie zu entscheiden. Ehe man aber die Grundlagen für eine quantitative Rechnung hat, muß man mit dem Urteil über die Größenordnung des zu erwartenden Effektes vorsichtig zurückhalten. Bei den Röntgenstrahlen liegen die Dinge quantitativ ganz anders als bei den analogen Vorgängen in der Optik des Lichtes.

Eine sehr wichtige Konsequenz hat das Vorkommen wirksamer Stöße, speziell erster Art, insofern sich aus ihm die Bremsstrahlung erklärt. Trifft ein sehr schnell bewegtes Elektron auf ein Atom, so kann es seine Bewegungsenergie verlieren, um statt dessen Anregungsenergie zu gewinnen. Es strahlt diese Energie dann weg, bis es nach dem Ablauf einer gewissen Verweil- oder Abklingungszeit den Energiesprung erleidet, durch den es zum gewöhnlichen nicht-strahlenden Elektron wird. Bei dem Zusammenstoß mit dem Atom braucht nicht die ganze verfügbare Bewegungsenergie in innere Energie überzugehen, im allgemeinen behält das Elektron nach dem Stoß noch einen großen Bruchteil seiner ursprünglichen Geschwindigkeit. Je nach der Größe des umgesetzten Energiebetrages hat die emittierte Strahlung eine größere oder kleinere Frequenz, das Spektrum der Bremsstrahlung ist deswegen kontinuierlich, natürlich mit einer scharfen Grenze am kurzwelligen Ende. Aus der Weiterbewegung der unvollständig gebremsten Elektronen erklärt sich die Abhängigkeit der Wellenlänge des Energiemaximums im Bremsspektrum von der Richtung des Strahles als Doppler-Effekt. Die vollständig gebremsten Elektronen, welche die Grenzwellenlänge emittieren, bewegen sich nicht, geben also auch keinen Doppler-Effekt. Die Grenzwellenlänge ist daher in allen Richtungen des Strahles die gleiche.

Wenn man, um die Comptonsche Streustrahlung und die Bremsstrahlung zu erklären, zu der Auffassung geführt wird, daß die ausgestrahlte Energie nicht aus dem Energievorrat entnommen werde, welche dem Elektron infolge seines mechanischen Zustandes, seiner Bewegung, innewohne, daß es sich vielmehr in einem eigenen Zustand, dem der Anregung, befinden müsse, um zu strahlen, so erhebt sich sogleich die weitere Frage, ob sich das bei einem auf einer Planetenbahn um den Atomkern kreisenden Elektron nicht ebenso verhalten müsse. Ich glaube, daß diese Frage zu bejahen ist, wenn man nicht überhaupt auf eine einheitliche Theorie verzichten will. So führen unsere Betrachtungen über die Comptonsche Streustrahlung und über die Bremsstrahlung schließlich zu einer recht erheblichen Umgestaltung der Strahlungstheorie von Bohr, Kramers, Slater. Wenn das Elektron, ohne sich in einem besonderen Anregungszustand zu befinden, auf der höherquantigen Bahn A kreist, so strahlt es nicht. Erst dadurch, daß es auf die niedrigere Bahn B übergeht, wird sein Strahlungsapparat, der Bohrsche virtuelle Oszillator, sozusagen aufgezogen, und nun strahlt es mit unveränderter Energie aus. Es strahlt also, während es auf der niedrigeren Bahn B umläuft. Seinen Energiesprung macht es, wie bei Bohr, erst am Ende der Ausstrahlungszeit, aber natürlich nicht, indem es von der Bahn A auf die Bahn B springt, auf der es sich ja schon längst befindet, sondern indem es seinen angeregten Zustand verliert, und nun als nichtstrahlendes Elektron auf derselben Bahn B weiterläuft. Dieses Bild unter-

[1]) Zeitschr. f. Phys. **33**, 39, 1925. Ich spreche an der zitierten Stelle sogar nur von einem Zusammenstoß mit „irgend einem Atom". Bei einem Briefwechsel mit Herrn Bothe bin ich darauf aufmerksam geworden, daß das Elektron auch von einem anderen Elektron oder von dem Kern seines eigenen Atoms, ehe er das Atom verlassen hat, den entscheidenden Stoß bekommen kann.

scheidet sich in mehreren wesentlichen Punkten von dem, welches Bohr, Kramers, Slater entworfen haben, ich will auf zwei besonders wichtige aufmerksam machen.

Erstens ist nach unserer Theorie durchweg eine größere Mannigfaltigkeit der möglichen Phänomene zu erwarten, als sie die früheren Theorien voraussehen lassen, weil wir zwischen mechanisch vorhandener Energie und Anregungsenergie des Elektrons unterscheiden. Wenn z. B. ein Atom eine Strahlung absorbiert, oder einen Stoß erster Art erfährt, so kann nach unserer Theorie zweierlei passieren: entweder das Elektron springt auf die entsprechende höherquantige Bahn, gewinnt also mechanische Energie, die sich in der Folgezeit bei Stößen zweiter Art durch die bekannten Wirkungen manifestieren kann, es strahlt aber nicht, oder das Elektron gewinnt den entsprechenden angeregten Zustand, alsdann beginnt es ohne Verweilzeit zu strahlen, so lange bis die Abklingungszeit abgelaufen ist. Mit anderen Worten: Wir müssen im Innern des Atoms dieselbe Doppeldeutigkeit der Absorption erwarten, die wir an den freien Elektronen kennen, wo wir Absorption durch Compton-Effekt und Absorption durch Photo-Effekt unterscheiden.

Zweitens müssen wir im Gegensatz zu Bohr, Kramers, Slater annehmen, daß die Strahlung eines einzelnen angeregten Elektrons immer streng monochromatisch ist. Denn das angeregte Elektron hat nach unserer Theorie immer ein ganz bestimmtes Energiequant auszustrahlen, es hat nicht, wie in der Theorie von Bohr, Kramers, Slater, noch die Wahl zwischen verschiedenen Sprüngen. In dieser Beziehung schließt sich die hier entwickelte Theorie wieder näher an die extreme Quantentheorie an, welche auch nur die Emission von Quanten bestimmter Frequenz kennt. Als ein spezielles Beispiel nenne ich die Comptonsche Streustrahlung. Bei monochromatischer Primärstrahlung muß sie ebenfalls monochromatisch sein[1]).

Diskussion:

Herr A. Smekal: 1. Die Schwierigkeiten der Mieschen Auffassung können korrespondenzmäßig dahin gekennzeichnet werden, daß dem Vorhandensein und der Ausstrahlung einer inneren Elektronenenergie kein klassisch-elektrodynamisches Äquivalent entspricht.

2. Es verdient vielleicht hervorgehoben zu werden, daß der Compton-Effekt in allen Fällen eine Ergänzung der bisherigen quantentheoretischen Grundlagen zu fordern scheint: dem Mieschen Erweiterungsversuch der Bohr-Kramers-Slaterschen Theorie entspricht innerhalb der älteren Quantenauffassung die Notwendigkeit, zu einer sinngemäßen Deutung des Zerstreuungsvorganges auch Nicht-Quantenzustände heranziehen zu müssen.

Herr Mie: Wenn Herr Smekal die Schwierigkeiten meiner Auffassung betont, so stimme ich ihm durchaus zu. Das schönste Ergebnis der Strahlungstheorie von Bohr, Kramers, Slater, nämlich der kontinuierliche Übergang in die Maxwellsche Theorie bei unendlich anwachsendem Bahnradius, muß aufgegeben werden. Aber ich bin überzeugt, daß der Compton-Effekt derartige radikale Eingriffe in unsere theoretischen Auffassungen unbedingt notwendig macht.

Herr Sommerfeld: Die ursprüngliche Form der Hypothese von Bohr, Kramers und Slater ist mit dem Versuch von Geiger und Bothe nicht verträglich und wird, soviel bekannt ist, von Bohr fallen gelassen. Es ist die Frage, ob bei der Mieschen Abänderung nicht das ursprüngliche Ziel verloren geht, daß nämlich wenigstens in der einen Hälfte der Beschreibung, der wellentheoretischen, ohne konzentrierte Energiequanten auszukommen ist.

Herr Bothe: Der hier eingeschlagene Weg würde mir durchaus gangbar erscheinen, wenn der Compton-Effekt ein bloßes Quantenphänomen ohne klassisches Analogon wäre. Da jedoch die Korrespondenz zwischen Compton-Effekt und klassischer Streuung durch freie Elektronen gesichert erscheint, dürfte die Vorstellung kurzlebiger angeregter Zustände, in welchen allein das Elektron strahlen soll, schwer mit dem Grundgedanken von Bohr, Kramers und Slater vereinbar sein. Bezüglich der Anwendung des Korrespondenzgedankens auf den Compton-Effekt möchte ich auf die Arbeiten von Försterling und von Halpern verweisen und hinzufügen, daß man mittels desselben fiktiven Prozesses, welchen diese Autoren benutzen (klassische Absorption bis zum Betrage $h\nu$, dann quantenmäßige Reemission) auch die Anomalie des Streukoeffizienten bei kurzen Wellen quantitativ deuten kann. Hierbei muß man sich allerdings ähnlich wie der Herr Vortragende vorstellen, daß das Elektron durch die absorbierte und mitgeführte Strahlungsenergie mehr und mehr beschwert wird, in dem Maße wie es durch den Strahlungsdruck beschleunigt wird. Auf ähnliche unklassische Vorstellungen wird man vermutlich unter allen Umständen geführt; im ganzen reicht aber doch die Analogie mit der klassischen Streuung sehr weit und muß

1) In meiner ersten Veröffentlichung Zeitschr. f. Phys. 33, 1925 habe ich in der Fußnote auf S. 34 hieran noch einen Zweifel geäußert, weil ich damals den Unterschied meiner Auffassung gegen die Theorie von Bohr, Kramers, Slater noch nicht scharf erfaßt hatte.

durchaus Berücksichtigung finden. Dies ist in der Theorie von Bohr, Kramers und Slater geschehen, und zwar, wie mir scheint, in der in diesem Gedankenkreise einzig möglichen Weise; das Experiment hat gegen diese Möglichkeit entschieden.

Herr Mie: Bohr, Kramers, Slater unterscheiden (das muß der Vollständigkeit halber als der zweite wesentliche Unterschied gegen die extreme Quantentheorie angeführt werden) zwei Arten der Beteiligung der Atome an dem Strahlungsvorgang: erstens eine nicht-quantenmäßige Streuung, an der alle Atome ungefähr gleichförmig beteiligt sind, die im wesentlichen so erfolgt, wie es die klassische Theorie behauptet, und die Reflektion und Brechung hervorruft, zweitens die quantenmäßig erfolgende sogenannte „Resonanzstrahlung" oder Fluoreszenz der Atome. Der Compton-Effekt muß unbedingt zu den quantenmäßig verlaufenden Vorgängen gerechnet werden, denn er spielt sich nur an einzelnen Elektronen ab, von denen jedes immer ein volles Lichtquant streut, genau wie ein fluoreszierendes Atom. Das wird klar bewiesen durch die Gesetze der Rückstoß-Elektronen. Ich glaube, daß dies in der Arbeit von Bohr, Kramers, Slater nicht richtig erkannt worden ist. Der Versuch von Bothe und Geiger beweist aufs neue, daß der Vorgang quantenmäßig ist. Warum ein quantenmäßiger Vorgang nicht gemäß dem Korrespondenzprinzip die klassische Streuung nachahmen könne, sehe ich nicht ein, ich habe aber über den von Herrn Bothe gemachten Einwand bisher nicht näher nachgedacht und kann ihn daher jetzt nicht endgültig beantworten.

Herrn Sommerfeld möchte ich antworten, daß ich glaube in meiner Veröffentlichung gezeigt zu haben, daß eine Annahme von Energiezusammenballungen nicht gemacht zu werden braucht. Nach meiner Ansicht ist die Comptonsche Streustrahlung durchaus in Parallele zu setzen mit der Fluoreszenzstrahlung; der Unterschied ist nur, daß im zweiten Falle die Atome die Strahler sind, im ersten aber die freien Elektronen selbst im Zustande der Anregung.

G. Hoffmann (Königsberg), Registrierbeobachtungen der durchdringenden Höhenstrahlung im Meeresniveau.

Es besteht die Ansicht, daß die Höhenstrahlung mit einer die härtesten γ-Strahlen bekannter Radioelemente übertreffenden Durchdringungsfähigkeit die ganze Atmosphäre durchsetzt und auch am Erdboden im Tiefland mit gut nachweisbarer Intensität vorhanden ist. Diese Intensität setzen wir mit Schweidler nach den Beobachtungen von Kolhörster zu 1,4 J an[1]). Ein J entspricht der Bildung eines Ionenpaares in einer Sekunde in 1 ccm Luft vom Normalzustand. Von der Diskussion der Sekundärstrahleneinflüsse, die diese Zahl nicht sehr wesentlich beeinflußt, wollen wir absehen. Für den Absorptionskoeffizienten nehmen wir den Kolhörsterschen Wert $\mu_{\text{Wasser}} = 2{,}5 \cdot 10^{-3}\,\text{cm}^{-1}$ als Mittelwert an, hieraus berechnet sich das Absorptionsvermögen in Blei

Höhenstrahlung: $\mu_{\text{Blei}} = 0{,}028\ \text{cm}^{-1}$, Halbierungsdicke $D = 25$ cm Blei; dagegen ist zum Vergleich für die γ-Strahlung des *Ra-C*:

Ra-C-Strahlung: $\mu_{\text{Blei}} = 0{,}50\ \text{cm}^{-1}$, Halbierungsdicke $D = 1{,}39$ cm Blei.

Die gewöhnliche Meßanordnung hat nun die Schwierigkeit, daß die von außen eindringende Strahlung bei Messung im Meeresniveau selbst in möglichst günstig gebauten Apparaten nur etwa 10 Proz. der gesamten beobachteten Ionisation ausmacht; 90 Proz. werden durch Eigenstrahlung des Gefäßes bedingt. Sogar bei den Kolhörsterschen Beobachtungen auf dem Jungfraugletscher ist der Anteil der von außen eindringenden Strahlung nur etwa 30 Proz.

Dagegen gibt eine von mir durchgebildete Versuchsanordnung[2]), bei der die größtenteils durch α-Strahlenionisation bedingte Wandwirkung des Gefäßes sehr stark reduziert ist, folgende Werte:

Messinggefäß 2 mm stark, allein	4,70 J
mit 3 cm Bleipanzer	1,56 J
mit 12 cm „	1,00 J

gemessen im Sockelgeschoß des Physikalischen Institutes in Königsberg. Die von außen eindringende Strahlung ist hier also selbst im Meeresniveau mit $\frac{4{,}70 - 1{,}00}{4{,}70} = 79$ Proz. beteiligt.

Ein 12 cm starker Bleipanzer reduziert γ-Strahlen des *RaC* von der oben angegebenen Härte auf 0,25 Proz. Wenn nur solche *Ra*-Strahlen aus der Umgebung kämen, so wäre der 12 cm-Panzer ein vollständiger Schutz und der Resteffekt von 1,00 J als Eigenstrahlung der Anordnung anzusehen, durch das Gefäß und die Panzerung bedingt. Verstärkungen des Panzers dürften dann keinen Einfluß mehr auf die Vorgänge im Ionisationsraume ausüben.

1) Für die Literatur vgl. das ausführliche Referat von A. Wigand, Physik. Zeitschr. **25**, 445, 1924.

2) G. Hoffmann, Physik. Zeitschr. **26**, 40, 1925; G. Hoffmann, Zeitschr. f. Phys. **25**, 177, 1924.

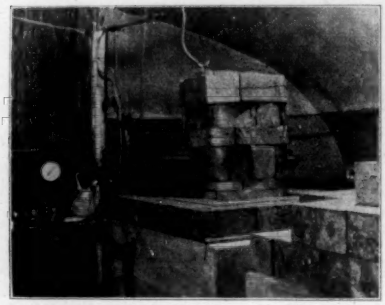


Fig. 1. Panzer II (12 cm Blei) umgibt Ionisationsgefäß und Elektrometer vollständig.

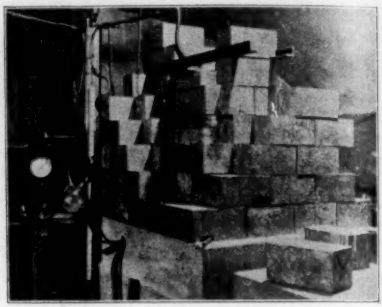


Fig. 2. Panzer III (teilweise zusammengelegt). (Bleiklötze $10 \times 10 \times 20$ cm).

Anders aber, wenn die Höhenstrahlung wirksam ist. 12 cm Bleipanzer und die Institutsdecken mit einem gemessenen Bleiäquivalent von 7 cm müßten noch 59 Proz. dieser Strahlung hindurchlassen. Von dem oben angegebenen Wert von 1,4 J im Freien würden daher im Gefäß noch 0,82 J wirksam sein. Es bestände der beobachtete Ionisationsrest von 1,00 zu über $^3/_4$ aus Höhenstrahlung, nur 0,18 J wären auf Konto des Gefäßes zu setzen.

Es schien sehr aussichtsreich, durch Überbau eines starken Panzers diese Berechnung zu prüfen und das Wesen dieser harten Strahlung zu studieren. Durch Bewilligung der Mittel seitens des Kaiser-Wilhelm-Institutes für Physik auf Anregung von Herrn Geheimrat Nernst wurde ein weiterer 20 cm starker Bleipanzer ermöglicht von 5000 kg Gewicht, so daß im ganzen 32 cm Blei die Anordnung umgaben. Ein 20 cm Bleipanzer besitzt für die Höhenstrahlung einen Abschirmungskoeffizienten von 0,57. Es wäre also der Anteil der Höhenstrahlung von 0,82 J auf 0,47 J herabgesetzt worden. Hierzu die Eigenstrahlung im berechneten Betrage von 0,18 J hinzuaddiert ergibt, daß der Umbau des starken Panzers die Ionisation von 1,00 auf 0,65 J schwächen mußte (Fig. 1 u. 2).

Die Versuche bestätigten diese Rechnung nicht; es ergab sich durch Umbau des Panzers nur eine Änderung von 1,00 auf 0,96 J. Statt 35 Proz. Änderung nur 4 Proz., aber auch nicht 0 Proz. Die Höhenstrahlung im Meeresniveau ist also nach meinen Messungen mindestens 8mal kleiner an Intensität als angenommen. Zur Kontrolle der Meßgenauigkeit sei angegeben, daß die Zahl 0,96 einen Mittelwert darstellt aus 3 Registrierungen, die jede etwa 14 Einzelmessungen umfaßt, jede von 10 Minuten Dauer, die als Mittelwert ergaben: 0,960; 0,940; 0,972. Die Zahl 1,00 für den 12 cm Panzer wird durch noch zahlreichere Messungen gestützt. Einzelheiten sind einer späteren Publikation vorbehalten.

Der durch den starken Panzer bedingte Unterschied von 4 Proz. zeigt jedoch, daß wir die Wirkung der durchdringenden Strahlung nicht einfach durch Radiumgehalt der Umgebung erklären können, wenn RaC nur maximal härteste Strahlen von $\mu_{\text{Blei}} = 0{,}5$ aussendet. Es sind von verschiedenen Autoren Messungen mit starken Ra-Präparaten bis zu Abschirmungen mit 18 cm Blei ausgeführt. Da aber die Abschirmungen nicht vollständig waren, sind diese Resultate, die teilweise für sehr große Dicken $\mu = 0{,}25$ ergaben, von anderer Seite angezweifelt. Ich habe nun mit einem 80 mg Ra-Element-Präparat bei sehr vollständiger Abschirmung durch 32 cm Blei noch einen gut meßbaren Effekt erzielt. Daraus habe ich einen Wert für μ von 0,18 für den härtesten Anteil der γ-Strahlung des RaC berechnet (vgl. Fig. 3).

Die Absorptionsversuche sind jedoch noch nicht abgeschlossen. Es wäre sehr wertvoll, wenn ich sie mit noch stärkeren Präparaten fortsetzen könnte, da sie für die ganze Fragestellung sehr wesentlich sind, wie folgende Betrachtung zeigt.

1. Die Wirkung einer punktförmigen Strahlungsquelle von m g Ra im Abstande r vom Ionisationsgefäß durch eine Schirmsubstanz von der Dicke d mit dem Absorptionskoeffizienten μ ist gegeben durch

$$S_\mu = K \frac{m}{r^2} e^{-\mu d} \qquad (1)$$

K (Evesche Zahl) = ca. $4 \cdot 10^9$.

2. Ist dagegen das Ra über ein absorbierendes Medium mit der Konzentration von ϱ g

im ccm verteilt, so ist die Wirkung auf einen im Medium gelegenen Punkt, wenn nach außen das Medium hinreichend ausgedehnt ist, nach dem vorstehenden Ansatz durch Integration leicht zu ermitteln[1]), zu

$$S_R = K \frac{4\pi\varrho}{\mu}. \qquad (2)$$

μ tritt also in diesem Falle, der einer *Ra*-haltigen Umgebung entspricht, in den Nenner; kleine Werte von μ — härteste Strahlen — sind für den Gesamteffekt sehr maßgebend. Ich habe in der eben skizzierten Weise meine Apparatur durchgerechnet auf Grund der von mir gemessenen Absorptionskurve. Ich glaube etwa 2—3 proz. Wirkung so erklären zu können als bedingt durch sehr harte *RaC*-γ-Strahlung. Für eine vollständige Diskussion fehlt die Messung einer doch sehr wahrscheinlich entsprechend vorhandenen Thoriumstrahlung.

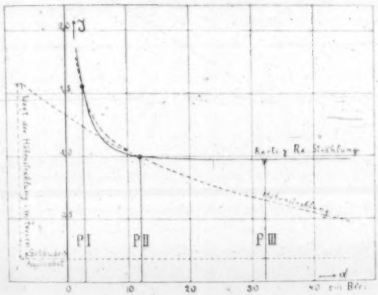


Fig. 3.

Die punktierten Linien beziehen sich auf die mit Höhenstrahlung berechneten Effekte. Die Beobachtungspunkte bei *PIII* sind damit unvereinbar. Dagegen schmiegt sich die ausgezogene Kurve, zusammengesetzt aus γ-Strahlung des *Ra* ($\mu = 0{,}5$ und $\mu = 0{,}18$ entsprechend den Absorptionsmessungen), den Beobachtungen weitgehend an. Aus dem Resteffekt für Panzer III von 0,96 $\overline{J}$ berechnet sich ein $\frac{g\ Ra}{g\ Pb}$-Gehalt von $3{,}2 \cdot 10^{-13}$ des Panzerungsbleies.

Ich komme zu der Ansicht, daß die durchdringende Strahlung im Meeresniveau sehr wahrscheinlich vollständig auf die Wirkung bekannter Radioelemente zurückgeführt werden kann, soweit der Absorptionskoeffizient maßgebend ist. Damit wäre die Höhenstrahlung im Meeresniveau ihres geheimnisvollen Charakters entkleidet.

Wie ist jedoch nun Hess zu der Forderung einer besonderen Höhenstrahlung gekommen?

[1]) Vgl. Meyer-Schweidler, Radioaktivität. 1916, S. 74.

In seiner grundlegenden Arbeit 1913[1]) konstatiert Hess an der Hand der Formel (2), daß die im Freien am Erdboden und in mäßiger Höhe beobachtete Strahlung nicht in Einklang zu bringen ist mit dem davon unabhängig meßbaren Radiumgehalt von Luft und Wasser. Die Strahlung ist mehr wie 20 mal stärker, als sich nach dieser Formel berechnet. Dabei wird für den Koeffizienten μ die Zahl eingesetzt, die aus Messungen nach (1) bestimmt ist. (2) ist aber nur dann eine Folge von (1), wenn es sich um einen einfachen Absorptionsvorgang handelt. Die Absorption von γ-Strahlen ist jedoch ein außerordentlich komplizierter Vorgang.

Es sind nun im vergangenen Jahr zwei Arbeiten von Ahmad[2]) erschienen, die im Laboratorium von Rutherford entstanden sind, die die Absorption von γ-Strahlen weitgehend aufklären und in genaue Parallele setzen zu den Röntgenstrahlen.

Es ist zu trennen:

$$\underset{\text{scheinbare Absorption einer Punktstrahlung}}{\mu} = \underset{\text{Streuung}}{\sigma} + \underset{\text{wahre Absorption}}{\tau}$$

aufs Atom bezogen

$$\mu_A = \sigma Z + k\lambda^3 Z^4$$

= Comptonsche Streuung + Photoelektronen-Emission
λ = Wellenlänge, Z = Kernladungszahl.

Das Verhältnis der beiden Anteile ist aber sehr verschieden nach der Ordnungszahl der absorbierenden Substanz. Nach den dort gemachten Angaben berechnet sich für Blei

$$\frac{\tau}{\sigma} = 0{,}46.$$

Für Blei ist die wahre Absorption ein sehr wesentlicher Bruchteil der Gesamtabsorption; man wird bei Ansetzen des einfachen Absorptionsprozesses nicht die Größenordnung verfehlen.

Ganz anders aber für leichte Elemente; es berechnet sich z. B. für Sauerstoff

$$\frac{\tau}{\sigma} = 0{,}43 \cdot 10^{-3}.$$

Hier ist also die Streuabsorption ganz überwiegend gegenüber der wahren Absorption. Die Formel (2) gibt daher für leichte Elemente auch nicht mal der Größenordnung nach richtige Resultate.

Wasser und Luft zerstreuen die γ-Strahlung, aber absorbieren nur sehr wenig. Es kann also der gemessene *Ra*-Gehalt durchaus ausreichend sein für die Entstehung der γ-Strahlung. Dadurch entfällt der

[1]) V. F. Hess, Physik. Zeitschr. **14**, 610, 1913.

[2]) N. Ahmad, Proceed. Roy. Soc. A, **105**, 507, 1924; N. Ahmad und E. C. Stoner, Proceed. Roy. Soc. A, **106**, 8, 1924.

Hauptgrund, weswegen die Höhenstrahlung angenommen wurde.

Wegen des Überwiegens der Streuung ist aber auch Wasser und Eis ein völlig ungeeignetes Material für Abschirmungsversuche. Es ist da immer angenommen worden, daß die absorbierende Substanz durch ihren Radiumgehalt nicht die Messung beeinflußt. Beim Einsenken des Ionisationsapparates in einen See kann der Radiumgehalt der einzelnen Wasserschichten sehr verschieden sein, und es können alle möglichen Absorptionskoeffizienten gemessen werden, wenn etwa die tieferen Schichten einen geringeren Gehalt haben wie das Oberflächenwasser.

Zwischen meinen Absorptionsmessungen und den Tauchmessungen besteht der prinzipielle Unterschied, daß ich die in der unmittelbaren Nachbarschaft des Ionisationsgefäßes liegende Schirmsubstanz nicht ändere, sondern nur außen Panzerungen hinzufüge, während bei den Tauchversuchen die unmittelbare Umgebung mit geändert wird. Es wäre interessant, Tauchversuche auszuführen mit Apparaten mit einer mäßigen Bleipanzerung von etwa 3—5 cm.

Über die Herkunft der gesteigerten Ionisation in großen Höhen ist durch die vorliegenden Messungen naturgemäß nur soviel gesagt, daß mit Rücksicht auf die Härte der Strahlung die Strahlung der bekannten Radioelemente als Ursache wahrscheinlich ausreicht. Wo freilich diese Radioelemente sind, das ist eine andere Frage, die weiter aufzuklären sein wird.

Zum Schluß möchte ich an der Hand einiger Lichtbilder die Apparatur erläutern, für Einzelheiten auf die später erscheinende Publikation verweisen. Es konnten Ströme von 10^{-17} Ampere mit einer Genauigkeit von 1—2 Proz. gemessen werden. Die Meßgenauigkeit wurde erheblich gesteigert durch Benutzung einer Kompensationsvorrichtung.

Dem Kaiser-Wilhelm-Institut für Physik schulde ich großen Dank für Bewilligung der Mittel zur Beschaffung nicht nur des Bleipanzers, sondern auch verschiedener Nebenapparate. Für die liberale Bereitstellung des Ra-Präparates danke ich dem Direktor der hiesigen inneren Universitätsklinik Herrn Geheimrat Matthes.

Eberhard Buchwald (Danzig), Schwankungserscheinungen in Beugungsspektren.

1. Nach Aussage der Theorie verdankt das Himmelsblau sein Dasein einer Schwankungserscheinung, den Dichteschwankungen der beugenden Luftmolekeln. Das Gleiche gilt für jedes Opaleszenzfeld, z. B. für die Opaleszenz im kritischen Zustand. Ebenso zeigt ein Kristall bei Röntgenbestrahlung einen umso stärkeren kontinuierlichen Untergrund im Beugungsbilde — auf dem die Beugungsmaxima scharf hervortreten — je stärkere Schwankungen die Kristallpartikeln infolge ihrer Wärmebewegung um die Ruhelage ausführen. In diesen typischen Fällen des Übergreifens von Schwankungsfragen in die Optik bleiben die Schwankungen selbst reine Theorie. Sie vollziehen sich zu schnell, um beobachtbar zu werden, beide: die primären Dichteschwankungen und die sekundären durch sie bedingten Intensitätsschwankungen im Beugungsbild. Dem Experimente zugänglich ist immer nur der Mittelwert. Im folgenden wird die Theorie eines Beispiels aus der klassischen Optik gegeben, in dem sowohl die Schwankungserscheinung wie ihr Zusammenwirken zum Mittelwert experimentell verfolgbar wird[1]). Laues gelegentlich geäußerte Ansicht über das Versagen der Wellentheorie in Schwankungsfragen[2]) läßt diese Prüfung nicht überflüssig erscheinen.

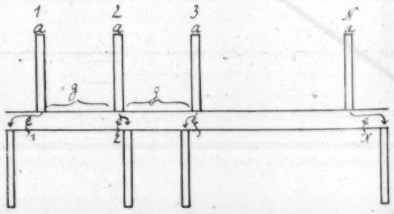


Fig. 1.

2. Wir verschieben (Fig. 1) die N Spalte eines Beugungsgitters von der Spaltbreite a und der Gitterkonstanten g um die Strecken $\xi_1, \xi_2 \ldots \xi_N$ aus ihrer Normallage, wählen die ξ dabei aber nicht ganz willkürlich, sondern derart durch ein Wahrscheinlichkeitsgesetz gebunden, daß die Wahrscheinlichkeit einer Verschiebung ξ_i bis $\xi_i + d\xi_i$ des $i$ten Spalts durch

$$dw_i = \frac{h}{\sqrt{\pi}} e^{-h^2 \xi_i^2} d\xi_i \quad (h \text{ das Präzisionsmaß})$$

gegeben sei, und die Wahrscheinlichkeit der Kombination $\xi_1 \ldots \xi_1 + d\xi_1, \ldots \ldots \xi_N \ldots \xi_N + d\xi_N$ durch

$$dw = \left(\frac{h}{\sqrt{\pi}}\right)^N e^{-h^2 \sum_{p}^{1 \ldots N} \xi_p^2} d\xi_1 \ldots d\xi_N. \quad (1)$$

1) Als ein verwandtes Beispiel siehe die Granulation der Lykopodiumringe; M. v. Laue, Berl. Ber. **47**, 1144, 1917; Verh. d. D. phys. Ges. **19**, 19, 1917; W. J. de Haas, Ann. d. Phys. **57**, 568, 1918; E. Buchwald, Verh. d. D. phys. Ges. **21**, 492. 1919.

2) M. v. Laue, Verh. d. D. phys. Ges. **19**, 19, 1917.

Die so um ihre Normallage verteilten Spalte sind — experimentell bequem faßbar — unsre nach dem Zufall angeordneten lichtaussendenden Elementargebilde, gewissermaßen der erstarrte Momentanzustand eines wärmebewegten Kristalls. Einem bestimmten Momentanzustand, also einem bestimmten Gitter, entspricht eine bestimmte Intensitätsverteilung im Beugungsbild, einem andern eine andre. Sie weichen voneinander ab, wie auch ein Satz von N Würfelwürfen sich von jedem andern solchen Satze mehr oder minder unterscheidet. Wechseln wir Gitter gegen Gitter aus, so schwankt die Intensität J an einer Stelle des Beugungsbilds in experimentell bestimmbarer Weise um einen Mittelwert $\overline{J}$.

3. Um zahlenmäßige Angaben über die Schwankungen machen zu können, berechnen wir, Debye[1]) folgend, zuerst diesen Mittelwert. Paralleles Licht falle senkrecht auf das Gitter mit den Spaltverschiebungen $\xi_1, \xi_2 \ldots \xi_N$. Dann gilt für die unter dem Winkel φ abgebeugte Intensität die bekannte Formel der Beugungstheorie

$$J = \frac{\sin^2 \frac{\mu a}{2}}{\left(\frac{\mu a}{2}\right)^2} \sum_{n}^{1 \ldots N} \sum_{m}^{1 \ldots N} e^{i\mu(n-m)g}\, e^{i\mu(\xi_n - \xi_m)}, \quad (2)$$

wo

$$\mu = \frac{2\pi \sin\varphi}{\lambda}$$

und λ die Wellenlänge ist. $\overline{J}$ findet man, indem man jedes J mit der Wahrscheinlichkeit gerade seiner ξ-Kombination multipliziert, dann integriert. Die Rechnung ergibt

$$\overline{J} = \frac{\sin^2 \frac{\mu a}{2}}{\left(\frac{\mu a}{2}\right)^2} \left[N\left(1 - e^{-\frac{\mu^2}{2h^2}}\right) + e^{-\frac{\mu^2}{2h^2}} \frac{\sin^2 \frac{N\mu g}{2}}{\sin^2 \frac{\mu g}{2}} \right]. \quad (3)$$

Im Extremfalle eines sehr großen h, d. h. wenn die Spalte im allgemeinen ihrer Normallage sehr nahe sind, wird $e^{-\frac{\mu^2}{2h^2}}$ nahezu gleich 1 und aus (3) wird

$$\overline{J} = \frac{\sin^2 \frac{\mu a}{2}}{\left(\frac{\mu a}{2}\right)^2} \frac{\sin^2 \frac{N\mu g}{2}}{\sin^2 \frac{\mu g}{2}},$$

das ist die klassische Formel der Fraunhoferschen Beugungserscheinung am Gitter. Im Extremfalle sehr kleinen h's anderseits, also bei starker Abweichung von der vollkommenen Gitterstruktur, bei „hoher Temperatur", wird $e^{-\frac{\mu^2}{2h^2}}$ nahezu null, und (3) geht über in

$$J = N \frac{\sin^2 \frac{\mu a}{2}}{\left(\frac{\mu a}{2}\right)^2}.$$

Das ist die Nfache Intensität des Beugungsbilds eines Spalts.

Im allgemeinen überlagern sich beide Wirkungen, und es folgt eine Intensitätsverteilung von der in Fig. 2 wiedergegebenen Art: auf

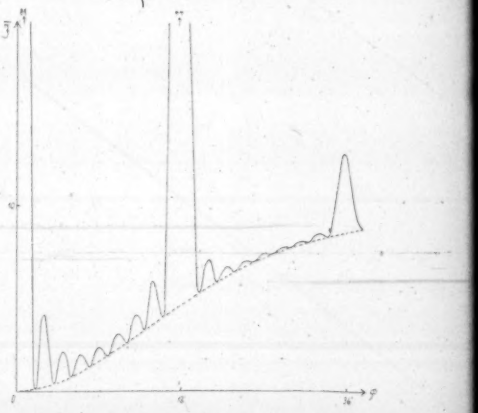


Fig. 2.

einem erhellten Grunde, dem Opaleszenzfeld (punktiert), stehen scharf die durch Minima getrennten Haupt- und Nebenmaxima des Fraunhoferschen Beugungsbilds. Lage und relative Höhe der Hauptmaxima sind vermerkt. In diesem speziellen Beispiel ist a unendlich klein angenommen, $g = 10^{-2}$ cm, $N = 9$, $h = 500$[1]) und $\lambda = 546\,\mu\mu$ gewählt.

4. An einem bestimmten Gitter wird nicht dieses $\overline{J}$, sondern das J der Gleichung (2) beobachtet, das sich von $\overline{J}$ um die „Intensitätsschwankung" ι unterscheidet:

$$J = \overline{J} + \iota,$$

woraus als mittleres Schwankungsquadrat

$$\overline{\iota^2} = \overline{J^2} - \overline{J}^2$$

folgt. Hierin ist der zweite Summand aus (3) bekannt; der erste ist gemäß (1) und (2)

[1]) Vgl. P. Debye, Verh. d. D. phys. Ges. **15**, 678, 1913.

[1]) Eine mittlere Präzision! Ein $\xi = \frac{g}{2}$ ist schon überaus unwahrscheinlich.

$$\overline{J^2} = \int_{-\infty}^{+\infty} \cdots \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\sum_n^{1..N} \sum_m^{1..N} e^{i\mu(u-m)g} e^{i\mu(\xi_n - \xi_m)} \right]^2 \left(\frac{h}{\sqrt{\pi}} \right)^N e^{-h^2 \sum_p^{1..N} \xi_p^2} d\xi_1 \ldots d\xi_N .$$

Nach längerer Rechnung folgt unter Weglassung des Faktors, der sich auf einen Spalt bezieht, und einiger nebensächlicher Glieder[1])

$$\overline{\iota^2} = N^2 \left(1 - e^{-\frac{\mu^2}{2h^2}}\right)^2 + 2 \frac{\sin^2 \frac{N\mu g}{2}}{\sin^2 \frac{\mu g}{2}} \left(1 - e^{-\frac{\mu^2}{2h^2}}\right) e^{-\frac{\mu^2}{2h^2}} \left| N + \frac{\left(1 - e^{-\frac{\mu^2}{2h^2}}\right) e^{-\frac{\mu^2}{2h^2}} \cos^2 \frac{N\mu g}{2}}{\cos^2 \frac{\mu g}{2}} - e^{-\frac{\mu^2}{2h^2}} \frac{\sin N\mu g}{\sin \mu g} \right| \quad (4)$$

Wir spezialisieren:

1.) Einfallsrichtung. Hier ist $e^{-\frac{\mu^2}{2h^2}} = 0$; $\overline{\iota^2} = 0$. Wie zu erwarten war, fällt hier die Schwankung fort. Die Intensität ist immer die gleiche, unabhängig von der ξ-Konstellation.

2.) Seitliche Minima. Hier ist

$$\frac{\sin^2 \frac{N\mu g}{2}}{\sin^2 \frac{\mu g}{2}} = 0; \quad \overline{\iota^2} = N^2 \left(1 - e^{-\frac{\mu^2}{2h^2}}\right)^2 .$$

Das heißt (vgl. (3)), daß in diesen Richtungen das mittlere Schwankungsquadrat gleich dem mittleren Intensitätsquadrat ist.

3.) Hauptmaxima. Hier ist

$$\frac{\sin^2 \frac{N\mu g}{2}}{\sin^2 \frac{\mu g}{2}} = N^2; \quad \overline{\iota^2} = N^2 \left(1 - e^{-\frac{\mu^2}{2h^2}}\right)^2 + 2N^2 \left(1 - e^{-\frac{\mu^2}{2h^2}}\right) e^{-\frac{\mu^2}{2h^2}} .$$

Das mittlere Schwankungsquadrat ist hier größer als in den benachbarten Minimis.

4.) Das letztere gilt auch für die Nebenmaxima, wo der Ausdruck für $\overline{\iota^2}$ etwas komplizierter ist.

Fig. 3 zeigt den Verlauf von $\sqrt{\overline{\iota^2}}$ unter den schon der Fig. 2 zugrunde gelegten Annahmen. Sieht man von der Einfallsrichtung und den benachbarten Winkeln ab, so springt die Ähnlichkeit mit dem $\overline{J}$-Verlauf von Fig. 2 in die Augen. Die Kurve der mittleren Intensität gibt also auch annähernd die Kurve der mittleren Schwankung. In Fig. 4 ist dieser Zusammenhang noch einmal in der Kurve der mittleren relativen Schwankung, $\frac{\sqrt{\overline{\iota^2}}}{\overline{J}}$, zum Ausdruck gebracht; abgesehen von den kleinen Beugungswinkeln verläuft sie in der Nähe der 1;

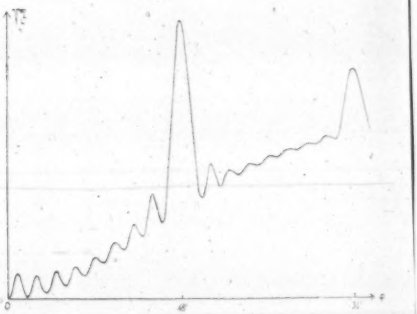


Fig. 3.

nur in den Hauptmaximis entfernt sie sich noch merklich davon.

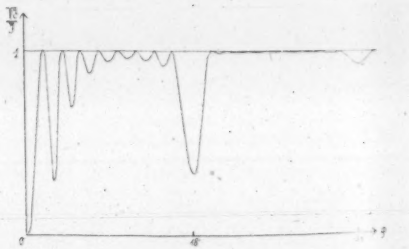


Fig. 4.

5.) Die experimentelle Prüfung, über deren quantitative Ergebnisse in der ausführlichen Veröffentlichung berichtet werden soll, vollzieht sich so: Zahlreiche Gitter, je von N Spalten und mit ξ-Konstellationen, die durch den Zufall bestimmt sind, werden hergestellt. Die Intensitätsverteilung in jedem Beugungsbilde wird durchgemessen. Der Ausdruck der mitt-

[1]) Die in (4) gegebene Gliederzahl folgt aus dem Markoffschen Satze über die wahrscheinliche Summe unabhängiger Vektoren. Siehe A. A. Markoff, Wahrscheinlichkeitsrechnung, deutsch von H. Liebmann, S. 173 ff. Leipzig u. Berlin 1912.

feren relativen Schwankung wird gebildet und mit der Formel verglichen.

In der Tat zeigt das Auswechseln der Gitter oder noch besser das Hindurchschieben eines langen Gitters durch das Gesichtsfeld deutlich die starken Intensitätsschwankungen im Beugungsbilde[1]). Zur näheren Prüfung fordern heraus das Mittelbild, seine unmittelbare Nachbarschaft, die seitlichen Hauptmaxima und die (im wesentlichen gleichwertigen) Winkelbereiche zwischen ihnen.

Beim Ausmessen erhebt sich noch die Frage, wie weit die Schwankungen in benachbarten Punkten des Beugungsbilds voneinander unabhängig sind, ein Problem, das im Zusammenhang mit der Zahl der Freiheitsgrade eines Strahlenbündels steht. Auch diese Frage, in einem andern Fall von Landé[2]) rein theoretisch behandelt, wird hier dem Versuche zugänglich.

Diskussion.

Herr Fürth: Sie haben zugrunde gelegt, daß die Abweichungen ξ der Gitterspalten dem Gaußschen Fehlergesetz gehorchen. Ich möchte nun fragen, auf welche Weise die Gitter hergestellt worden sind, um diese Annahme zu rechtfertigen. Man sollte zunächst meinen, daß die durch die Ungenauigkeit der Teilmaschine entstehenden ξ für die verschiedenen Gitter systematisch seien.

Herr Buchwald: Die in Frage kommenden ξ-Werte werden in der durch die Fehlerkurve bestimmten Häufigkeit auf Kärtchen geschrieben, und das ξ eines jeden Spaltes wird durch ein Auslosungsverfahren bestimmt. Die ξ müssen zur Erzeugung eines deutlichen Effektes erheblich größer sein als die unsystematischen Fehler der guten Teilmaschine betragen, die mir von den Askaniawerken in Berlin zur Herstellung der Gitter zur Verfügung gestellt worden ist.

1) Mit andern Worten: es treten infolge der unsystematischen Teilungsfehler Geister auf. Mitteilungen über die wahrscheinliche Intensität dieser Geister folgen an anderer Stelle.

2) A. Landé, Physik. Zeitschr. **15**, 946, 1914.

E. Gehrcke (Charlottenburg), Neuere Ergebnisse der Feinstrukturforschung.

§ 1. Die Feinstruktur der Balmerserie des Wasserstoffs, welche in letzter Zeit häufig untersucht wurde[1]), zeigt, wie Lau und ich gefunden haben[2]), eine Veränderlichkeit der relativen Intensitäten der einzelnen Linien. Diese Veränderlichkeit ist bei H_α am größten und wird immer schwächer, zu je höheren Seriengliedern man

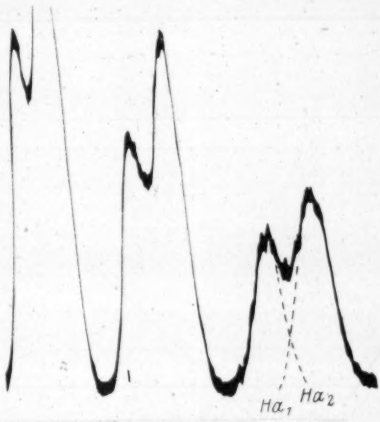


Fig. 1.

übergeht. Das Verhalten von H_α wird durch die Registrierkurven von Fig. 1 und 2 gekennzeichnet, die im Physikalischen Institut der Universität Hamburg nach Originalaufnahmen von Lau und mir angefertigt wurden[1]). Beide

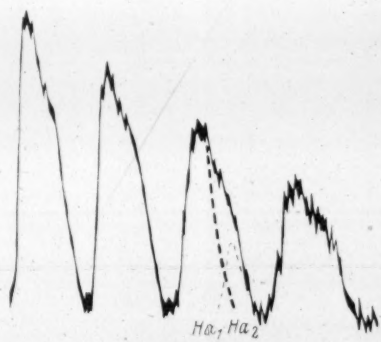


Fig. 2.

Aufnahmen waren mit Interferenzspektroskop von Lummer-Gehrcke gewonnen; die planparallele Platte ist eine auch früher benutzte

1) Literatur bei E. Lau, Physik. Zeitschr. **25**, 60, 1924; s. ferner L. Janicki, Ann. d. Phys. **76**, 561, 1925.

2) E. Gehrcke u. E. Lau, Physik. Zeitschr. **22**, 556, 1921.

1) Besonderer Dank für die Herstellung der Photogramme gebührt außer Herrn P. P. Koch Herrn Kuhlmann vom Hamburger Physikalischen Institut.

von Hilger und hat eine Dicke von 4,6247 mm; als Lichtquelle diente die positive Lichtsäule eines mit Wechselstrom betriebenen Wasserstoffrohrs. In Fig. 1 hatte das Wasserstoffrohr eine Weite von 3 cm, der Druck war geringer als 0,1 mm; hier ist H_{α_1} lichtschwächer als H_{α_2}. Fig. 2 dagegen zeigt H_{α_2} erheblich lichtschwächer als H_{α_1}; hier betrug die Rohrweite 1,5 mm, der Druck einige Millimeter *Hg*. Macht man den Druck kleiner und die Rohrweite nicht zu eng, so erhält man das früher von uns veröffentlichte Bild[1]), wo H_{α_1} und H_{α_2} ungefähr gleich stark sind. Man ist so in der Lage, das Intensitätsverhältnis der beiden Komponenten und damit das Aussehen der Linie H_α weitgehend zu verändern, ohne die Gesamtbreite des Linienkomplexes wesentlich zu beeinflussen. Letztere wird erst, wie bekannt, durch Einschalten einer Funkenstrecke mit Kondensatorentladung bedeutend vergrößert. Sieht man von den schwankenden Intensitäten der einzelnen Komponenten ab, so gilt bezüglich der Lage und Struktur der einzelnen Linien die Fig. 3: *A*) bedeutet hier die experimentelle Intensitätsverteilung von H_α[2]), *B*) die theoretische Feinstruktur nach Sommerfeld, wobei die Komponenten, welche nach dem Auswahlprinzip fortfallen würden, punktiert gezeichnet sind. Der Abstand von H_{α_1} und H_{α_2} beträgt nach unseren Messungen: $\Delta\lambda = 0{,}128$ A.-E., entsprechend $\Delta\nu = 0{,}296\,\mathrm{cm}^{-1}$.

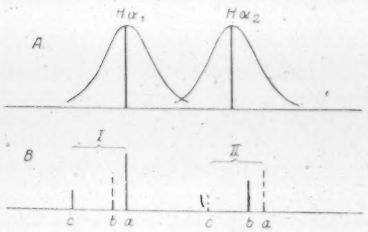


Fig. 3.

§ 2. Die Feinstruktur der Helium-Linien, insbesondere von λ 4686, hat nach dem Vorgang von Paschen[3]) neuerdings Herr Leo bei mir untersucht. Das Ergebnis des Herrn Leo ist in Fig. 4 wiedergegeben: *A*) bedeutet die experimentelle Feinstruktur, *B*) die theoretische nach Sommerfeld, wobei die nach dem Auswahlprinzip verbotenen Linien punktiert gezeichnet sind. Hierzu ist zu bemerken, daß die drei lichtstarken Komponenten den erlaubten Linien Ia, IIb, IIIc von Sommerfeld zugeordnet werden können, wobei die Konstante $\Delta\nu$ innerhalb der Beobachtungsfehler mit dem Wert $0{,}365\ \mathrm{cm}^{-1}$ übereinstimmen würde. Bei dieser Zuordnung sind aber die Intensitätsverhältnisse der andern Komponenten mit dem Experiment kaum vereinbar, wie der Vergleich von Fig. 4 *A*) und *B*) zeigt. Wenn man sich über das

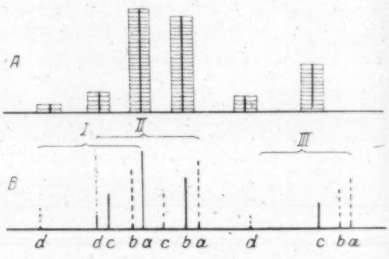


Fig. 4.

Auswahlprinzip hinwegsetzt und die lichtstarken Komponenten den Linien Ia, IIa, IIIa von Sommerfeld zuordnen würde, so würde innerhalb der Beobachtungsfehler für die drei lichtstarken Komponenten die Konstante der Wasserstofflinien $\Delta\nu = 0{,}301\ \mathrm{cm}^{-1}$ gelten; besonders im Hinblick darauf, daß Bowen und Millikan[1]) für die Dublettabstände von Mg_{II}, Al_{III} und S_{VI} auch Abweichungen von den theoretisch erwarteten Werten in ähnlicher Größe wie wir gefunden haben, ist dieser kleinere Wert von $\Delta\nu$ bei *He* vielleicht begründet, doch bedarf dieser Punkt noch weiterer Aufklärung.

Die Ergebnisse des Herrn Leo wurden aus Spektrogrammen, aufgenommen mit großem Rowlandschen Gitter, erhalten, und es wurde das Heliumrohr sowohl mit 50 periodischem Wechselstrom, als mit Funkenentladung und Kapazität betrieben. Die Aufnahmen von Leo sind in bester Übereinstimmung mit den Gleichstromaufnahmen von Paschen. Die Funkenaufnahmen Paschens dagegen werden nach Leo durch das Goldsteinsche Bandenspektrum des Heliums überlagert. Insbesondere ist die 5. Bandenlinie der *P*-Reihe: 4685,308[2]), von Paschen in seiner Veröffentlichung als Feinstrukturkomponente von *He* 4686 angesprochen worden. Paschens Messungen von $\Delta\nu$ fußen

1) E. Gehrcke u. E. Lau, Ann. d. Phys. **67**, 388, 1922; **74**, 575, 1924.
2) E. Gehrcke u. E. Lau, Ann. d. Phys. **74**, 575, 1924.
3) F. Paschen, Ann. d. Phys. **50**, 901, 1916.

1) J. S. Bowen and R. A. Millikan, Phys. Rev. **25**, 301, 1925.
2) W. E. Curtis and R. G. Long, Proc. Roy. Soc. A. **108**, 515, 1925.

hauptsächlich auf dieser als Bandenlinie erkannten lichtstarken Komponente, die übrigens bei keiner anderen zu der Serie gehörenden Linie beobachtet wurde, und man wird daher diesen genauen Messungen von Paschen kaum noch Überzeugungskraft beimessen können. Nach einer freundlichen Mitteilung von Herrn Paschen legt dieser auf seine Funkenaufnahmen selbst keinen Wert mehr.

Diskussion.

Herr Paschen: So wichtig auch die Funkenstruktur der Linie *He* II 4686 für die Einordnung der Feinstrukturbilder aller Linien dieses Spektrums in das von Sommerfeld relativistisch ergänzte Bohrsche System der Serien war, so muß man doch nach der Diskussion von Kramers über die Einwirkung elektrischer Felder heute das Gleichstrombild als das ungestörtere ansehen. Nach Kramers sind meine Befunde zu verstehen, wenn bei der Funkenerregung etwa 300, beim Gleichstrom etwa 100 Volt/cm wirksam waren. Die von mir beobachtete Komponente IIIa im Funkenbild dürfte hauptsächlich[1]) zum Gebilde 4686 gehören, da bis in weite Entfernung davon keine Bandenlinien vorhanden waren. Wenn die benachbarten Banden stärker werden, was vom Druck und den Entladungsbedingungen abhängt, verschwindet 4686. Gelegentlich der Photometrierung wurde die Komponente IIIa dadurch verdächtig, daß ihre Intensität relativ zu den anderen Komponenten wechselte, und weil sie etwas schmäler war. Das erstere ist durch Kramers verständlich geworden, da die elektrischen Störungsfelder wohl verschieden sein konnten. Die Lagerung der Komponenten im Gleichstrombild ist mit der Theorie von Sommerfeld und dem theoretischen Wert von $\Delta\nu_H = 0{,}36\ \mathrm{cm}^{-1}$ verträglich, aber nicht mit dem Gehrckeschen Wert $0{,}29\ \mathrm{cm}^{-1}$. Ebenso fügen sich die Feinstrukturen und die Wellenlängenwerte der übrigen Linien von *He* II der Theorie von Sommerfeld, wie in meiner Arbeit gezeigt wurde. Wichtiger als die Komponente IIIa scheint mir die Aufklärung darüber, weshalb im Gleichstrombild die Komponente IIb stärker erscheint als Ia, ferner die relative Stärke der verbotenen IId, deren Intensität übrigens auch auf verschiedenen Aufnahmen variabel erscheint.

Herr Joos: Was ist aus der Sommerfeldschen Komponente IIIc geworden? Man tut der Theorie doch unrecht, wenn man eine beobachtete starke Linie einer Komponente zuordnet, die nach der Theorie, wenn überhaupt, so doch nur ganz schwach vorhanden sein soll, während für die von der Theorie geforderte starke Komponente dann keine Beobachtung mehr übrigbleibt.

Herr Sommerfeld: Die Gehrckesche Deutung, in der die erlaubte Komponente IIIc ganz unterdrückt wird, muß ich ebenso wie Herr Joos ablehnen. Was die Komponente IIIa, b betrifft, so äußerte Herr Paschen schon vor Jahresfrist brieflich Verdacht gegen sie, weil sie etwas schmäler ist als die anderen Komponenten und in der Intensität etwas wechselt. Das würde also mit der Annahme von Herrn Gehrcke zusammentreffen, wonach hier eine *He*-Bandenlinie beigemischt sein könnte. Daß die Komponente IIIa, b auf den Paschenschen „Funken"-Aufnahmen ganz fehlen sollte, ist unwahrscheinlich, da auch die anderen verbotenen Komponenten mit merklicher Intensität erscheinen.

Herr Smekal: Es wäre wohl von besonderem Interesse, wenn der Herr Vortragende zu den Einwendungen gegen seine Messungen mit der Lummer-Platte Stellung nehmen würde, welche jüngst von Herrn van Cittert in den Annalen veröffentlicht worden sind und zu einer Unterschätzung der Dublettabstände von maximal 30 Proz. führen sollen. Hierbei wird unter anderem auch einer Berücksichtigung des Linienfußes bzw. des kontinuierlichen Untergrundes eine wesentliche Rolle zugeschrieben, während der Herr Vortragende diesen früher als belanglos bezeichnet hat.

Herr Gehrcke: Die Zuordnung der Komponenten ist wohl jetzt anders anzusehen als zuvor, denn es hat sich herausgestellt, daß das Funkenspektrum des Heliums bei 4685,308 eine lichtstarke Bandenlinie enthält, die mit der Linie 4686 nichts zu tun hat, aber hauptsächlich von Paschen für die Messungen der Konstanten benutzt wurde. Die Frage, ob unter dieser Bandenlinie 4685,308 noch eine lichtschwache Komponente von 4686 verborgen ist, hat Herr Leo geprüft, doch ergab der photometrische Vergleich der Intensitäten aufeinander folgender Bandenlinien nichts Derartiges. Bezüglich der Arbeit von Herrn van Cittert möchte ich nur bemerken, daß der Haupteinwand, wir hätten die Ungleichmäßigkeiten der Abstände der Interferenzmaxima unberücksichtigt gelassen und deshalb wären in unseren Zahlen Unsicherheiten von 30 Proz. möglich, hinfällig ist, denn wir haben tatsächlich die Ungleichmäßigkeiten der Interferenzabstände stets berücksichtigt.

[1]) Die Möglichkeit, daß auch von der stärkeren Bandenlinie 4685,309 (Curtis) Schwärzung vorhanden war, muß zugegeben werden. (Anm. bei der Korr.)

G. Hansen (Jena), **Die Feinstruktur der Wasserstofflinien.**

1. Einleitung.

Über die Feinstruktur der Wasserstofflinien wird hier nochmals gesprochen, weil allen bisher publizierten Messungen methodische Fehler vorgeworfen wurden und der Gegenstand deshalb von Interesse ist, weil die Struktur der H_α den einfachsten beobachtbaren Fall relativistischer Feinstruktur darstellt. Auf die Berücksichtigung aller Fehlerquellen wurde besonderer Wert gelegt, es kann hier aber nur auf die Methoden und Resultate eingegangen werden.

2. Methode.

Als Lichtquelle diente ein Glasrohr von 1,5 m Länge und 9 bzw. 7 mm lichter Weite, dessen mittlerer dünnwandiger Teil in flüssiger Luft gekühlt ist. Das Dewargefäß erlaubt auch transversale Beobachtung. Zum Betrieb dient Gleichstrom; die Röhre ist gefüllt mit elektrolytisch erzeugtem Wasserstoff, dem aus technischen Gründen einige Prozent Sauerstoff zugefügt wurden. Bei Drucken unter 0,04 mm ist eine Wehneltkathode zum Aufrechterhalten der Entladung notwendig.

b) Zur Zerlegung des Spektrums wurde die Lummer-Gehrcke-Platte benutzt. Es standen drei verschiedene Platten der Firma C. Zeiss, Jena, zur Verfügung; 16 und 26 cm lang, 4,5 mm dick; sie ergaben gleiche Resultate.

c) Die Auswertung der Platten erfolgt in einem Registrierphotometer nach P. P. Koch. Auf jeder Platte wurden etwa 8 Ordnungen gemessen. Die maximale Abweichung der an den Ordnungen einer Platte gewonnenen Einzelwerte vom Mittel betrug in keinem Falle mehr als ± 1 Proz. Ein systematischer Gang der Werte von Ordnung zu Ordnung konnte nicht festgestellt werden.

3. Ergebnis.

a) Fig. 1 zeigt eine von H_α gewonnene Registrierkurve. Die kurzwellige Gruppe weist eine augenfällige Unsymmetrie im Sinne flacheren Abfalls nach langen Wellen auf. Sämtliche Kurven von H_α mit drei verschiedenen Lummerplatten bei Drucken zwischen 0,2 und 0,015 mm und Stromdichten zwischen 0,2 und 0,04 Amp./cm², mit und ohne Sauerstoffzusatz, bei Quer- und Längs-Beobachtung zeigen den gleichen Charakter.

b) Von $\alpha \to \beta \to \gamma$ zeigt sich eindeutig eine Zunahme des gemessenen $\Delta\nu$. Es ist bei Aufnahmen, die unter gleichen Bedingungen hergestellt wurden, der größte abgelesene Einzelwert jeder Linie kleiner als der kleinste der folgenden.

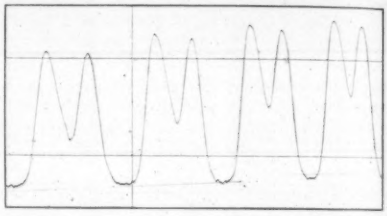


Fig. 1. H_α.

c) Das Intensitätsverhältnis $\frac{I_k}{I_l}$ der Dublettgruppen ist von Druck und Stromdichte abhängig, besonders stark bei H_α. (Nur diese wurde bisher eingehender untersucht.) Auf diese Tatsache hat schon 1921 Gehrcke hingewiesen. Tabelle I zeigt, wie genau $\frac{I_k}{I_l}$ dem Druck folgt. Die Stromstärke ist nahezu gleich. Ob der Gang in $\Delta\nu$ reell ist, ist nicht sicher.

Tabelle I.

Nr der Aufnahme	$\frac{J_k}{J_l}$	$\Delta\nu$	p	$\frac{Amp}{cm^2}$
123a	1,00	0,316	0,23	0,039
123b	1,05	0,318	0,13	0,039
126a	1,06	0,319	0,10	0,039
126b	1,07	0,320	0,09	0,039
124	1,08	0,320	0,08	0,039
121	1,15	0,317	0,035	0,042
131	1,29	0,313	0,015	0,047

4.

a) Die Sommerfeldsche Theorie der Feinstruktur verlangt zunächst im Falle der vollständigen Abwesenheit störender elektrischer Felder Dubletts von zunehmendem Abstand.

Tabelle II.

	$\Delta\nu$ theor	ges. Abw.
α	0,329	+ 4 Proz.
β	50	
γ	57	− 8 Proz.
δ	60	
ε	62	

b) Es sind bei jeder elektrischen Anregung der Atome elektrische Felder wirksam: der Potentialgradient innerhalb der positiven Säule, in der beobachtet wird, und zwischenmolekulare Störungsfelder unbekannter Größe.

Der Einfluß eines konstanten und homogenen elektrischen Feldes ist von Kramers in

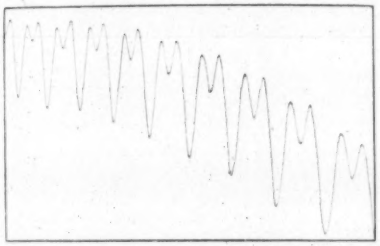


Fig. 2. H_ε.

den Grenzfällen starker und schwacher Felder ausgeführt worden. Für schwache Felder geht die Aufspaltung quadratisch mit der Feldstärke und mit der fünften Potenz der Hauptquantenzahl; im anderen Falle, der bereits von Epstein behandelt war, gehen Feldstärke und Hauptquantenzahl linear ein. Kramers hat die Intensitäten für beide Fälle berechnet, im letzteren

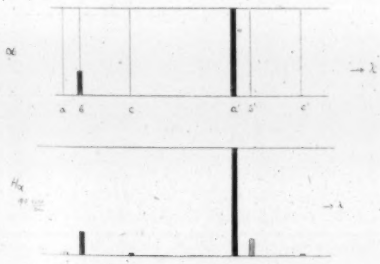


Fig. 3.

stimmen sie gut mit der Erfahrung überein, im anderen konnten sie noch nicht geprüft werden.

Aus der Tatsache, daß H_ε noch als gut getrenntes Dublett aufgenommen werden konnte (Fig. 2), läßt sich der Schluß ziehen, daß die wirksame Feldstärke im Mittel jedenfalls kleiner als 100 V/cm war.

Bei H_α tritt aber bei 100 Volt noch keine Aufspaltung oder Verschiebung ein, es erhalten nur die sonst verbotenen Komponenten merkliche Intensität. Fig. 3 zeigt die Intensitäten bei 100 Volt nach Kramers.

c) 1. Die beobachtete Intensitätsverteilung widerspricht Fig. 3. Es versagt also entweder die Theorie für diesen Fall, oder die zeitlich inkonstanten und räumlich inhomogenen Felder wirken anders als homogene.

2. Die zwischenmolekularen Felder nehmen zu mit Stromdichte und Druck. Die Komponente b' nimmt mit wachsender Feldstärke wahrscheinlich schneller an Intensität zu als c, da b' im endgültigen Effekt die starke Mittellinie mitliefert. Andererseits ist b' von a' nicht zu trennen. So ist zu verstehen, daß die langwellige Gruppe des H_α-Dubletts mit wachsendem Druck und wachsender Stromdichte relativ zur kurzwelligen Gruppe an Intensität gewinnt.

3. Die Linie, welche die beobachtete Unsymmetrie erklären kann, nämlich c, liefert nach

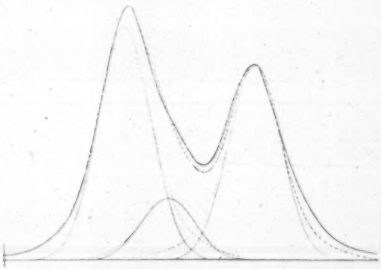


Fig. 4. H_α.

Kramers nur eine p-Komponente. Wenn das Entladungsfeld diese Linie hervorruft, muß die Unsymmetrie bei Querbeobachtung in verschiedenen Polarisationsrichtungen verschieden, auch Iv anders werden. Es zeigt sich bei einer größeren Anzahl von Aufnahmen kein meßbarer Unterschied zwischen den Polarisationsrichtungen. Daraus ist zu schließen, daß der Potentialgradient der positiven Säule unter den benutzten Bedingungen ohne Einfluß auf die Struktur der H ist. Ob für die anderen Linien das gleiche gilt, konnte noch nicht nachgewiesen werden.

4. Da so das Vorhandensein von c durch Unsymmetrie nachgewiesen, das Mitwirken von b' durch die Druckabhängigkeit von $\frac{I_k}{I_\ell}$ wahrscheinlich gemacht ist, muß ihr Einfluß auf den zu messenden Gruppenabstand diskutiert werden. — Die Intensität von c läßt sich durch analytische Zerlegung der Intensitätskurve annähernd abschätzen. Dazu muß die Registrierkurve entzerrt werden (Fig. 4). c bewirkt in diesem Falle eine Verschiebung des Maximums der k-Gruppe um ungefähr 4 Proz. Da aber

zur Beurteilung des Intensitätsverhältnisses a'/b' jeder Anhaltspunkt fehlt, so ist ein Schluß auf den wahren Dublettabstand aus den Aufnahmen nicht zu ziehen. Es besteht die Hoffnung, durch Kühlung mit flüssigem Wasserstoff die Dopplerverbreiterung der Linien so weit zu unterdrücken, daß a' und b' sich analytisch trennen lassen.

1. $\Delta\nu$ steigt von $\alpha \to \beta \to \gamma$ entsprechend der Theorie;
2. die Unsymmetrie deutet auf komplexen Bau im Sinne der Theorie;
3. die Druckabhängigkeit von $\frac{I_k}{I_l}$ ist auf Grund der Theorie verständlich.

Diskussion.

Herr Gehrcke: Ich möchte die Gelegenheit ergreifen, den Vortragenden zu seinen schönen Ergebnissen zu beglückwünschen. Soviel ich sehe, will er aus seinen Messungen noch keinen Schluß auf $\Delta\nu$ ziehen, doch die gemessenen Zahlen sind wieder kleiner als der Wert, den man zu finden erwartet.

Herr Paschen: Daß die kurzwellige Komponente an Intensität überwiegt, würde wohl analog dem Gleichstrombilde der Linie 4686 des *He* II sein, wo die Komponente IIb intensiver ist als Ia. Ebenso ist es bei allen beobachteten Linien der zugehörigen Serie.

Herr Hansen: Ich möchte noch zu der kürzlich erschienenen Arbeit des Herrn van Cittert, die Herr Smekal[1]) vorhin erwähnte, bemerken, daß die wesentlichen Fehlerquellen, von denen in dieser Arbeit die Rede ist, von mir berücksichtigt wurden. Der nicht-linearen Dispersion der Lummer-Gehrcke-Platte ist wohl von allen Autoren nach irgendeinem Verfahren Rechnung getragen worden. Was die durch mangelhafte Auflösung entstehende Verbreiterung der Interferenzstreifen und die dadurch bedingte verstärkte Schrumpfung betrifft, so kann dieser Effekt nur bei Aufnahmen mit schlechter Trennung der zu messenden Linien beträchtlich werden. Berechnen läßt sich der Effekt zwar, es ist aber gerade bei der Lummer-Gehrcke-Platte das Auflösungsvermögen häufig kleiner, als es theoretisch sein sollte wegen der mangelhaften Beschaffenheit der Platte. In einem solchen Falle würden also Dublettabstände stets zu klein gemessen werden. Da aber das Auflösungsvermögen sich von Ordnung zu Ordnung ändert, müßte sich ein Gang in den Messungen an verschiedenen Ordnungen zeigen.

1) Oben S. 677.

H. Hellmann u. H. Zahn (Kiel), Eine neue Methode zur Bestimmung der Dielektrizitätskonstante gutleitender Elektrolytlösungen. (Vorgetragen von H. Zahn.)

Für die Theorie der Lösungen ist die Beantwortung der Frage, ob und wie die Dielektrizitätskonstante eines Lösungsmittels durch Auflösen eines Elektrolyten geändert wird, von großer Bedeutung. Aber erst in neuester Zeit ist dieses experimentell schwierig zugängliche Problem von Walden[1]) und seinen Mitarbeitern für verdünnte Lösungen erfolgreich in Angriff genommen worden. Je höher jedoch die Konzentration und damit im allgemeinen die Leitfähigkeit wird, um so mehr wachsen die Schwierigkeiten; Lösungen von einem Leitvermögen $\sigma = 10^{-3}$ zu untersuchen, dürfte nach den bisher bekannten Methoden völlig unmöglich sein.

Bekanntlich darf man Erfolge nur bei sehr hohen Frequenzen erwarten, wenn die Intensität der Verschiebungsströme mit der der Leitungsströme wenigstens vergleichbar wird. Aus diesem Grunde scheidet die prinzipiell einwandfreieste Methode, in der Brücke mit Kompensation des Leitvermögens nach Nernst zu messen, hier aus, da sie sich nicht für so kurze Wellenlängen ausgestalten läßt. Auch das Verfahren der Wellenlängenbestimmung, z. B. nach Drude, versagt bei guter Leitfähigkeit wegen der außerordentlich starken Absorption. Die sogenannte zweite Drudesche Methode, bei der ein Paralleldrahtsystem einseitig durch einen Flüssigkeitskondensator begrenzt ist, wird, wenn der Kondensator groß ist, schon bei geringer Leitfähigkeit unempfindlich gegen Kapazitätsänderungen oder, wenn er klein gehalten ist, so stark gedämpft, daß damit Resonanzmessungen unmöglich werden. Eine glückliche Abänderung der Resonanzmethode haben Walden, Ulrich und Werner angewandt, indem sie einen kleinen Kondensator mit der zu untersuchenden Lösung parallel zu einem verhältnismäßig großen Luftkondensator legten, an dem die Kapazitätsänderungen kompensiert werden; damit waren noch Messungen bei einem Leitvermögen von etwa 10^{-4} möglich.

Vor einiger Zeit hat der eine[2]) von uns ein Verfahren angegeben, um mittels der von Herrn Schaefer untersuchten Beugungserscheinungen an dielektrischen Zylindern Unterschiede der Dielektrizitätskonstante gleichleitender Flüssigkeiten zu erkennen, wobei solche noch bei sehr viel höheren Leitfähigkeitsbeträgen nachweisbar sind, doch bieten sich bisher keine Aussichten,

1) P. Walden, H. Ulrich u. O. Werner, Zeitschr. f. physik. Chem. **115**, 177, 1925; **116**, 261, 1925.
2) H. Zahn, Zeitschr. f. Physik **31**, 362, 1925.

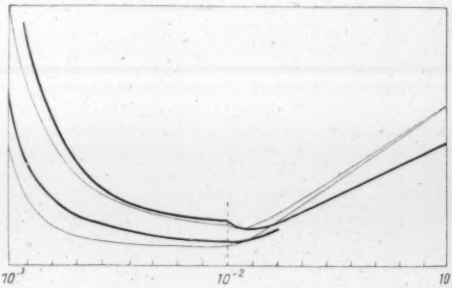
auf diesem Wege quantitative Ergebnisse zu erhalten.

Wir haben daher ein neues Verfahren in Angriff genommen, das in der Anordnung mit der zweiten Drudeschen Methode Ähnlichkeit hat, nur wird gerade die Dämpfung, die dort so störend wirkt, an Stelle der Resonanzeinstellung zur Messung der Dielektrizitätskonstante verwendet. Daß dies prinzipiell möglich sein muß, ersieht man schon beim quasistationären Schwingungskreis, wo der Dämpfungsfaktor $R/2L$ sich auch durch $\omega^2 CR$, also in Abhängigkeit von der Dielektrizitätskonstante darstellen läßt. Ist dem Kondensator ein Widerstand parallel geschaltet, so werden die Formeln etwas komplizierter; es läßt sich aber leicht berechnen[1]), daß unter geeigneten Bedingungen eine Dämpfungsmessung empfindlicher gegen Kapazitätsänderung sein kann als eine Resonanzeinstellung. Bei der hier erforderlichen Anwendung kurzer Wellen fällt die vereinfachende Annahme quasistationärer Strömung natürlich weg, aber die Abhängigkeit der Dämpfung von der Dielektrizitätskonstante bleibt, wenn auch in anderer Form, bestehen. Formeln, die einen Zusammenhang ergeben, finden sich auch schon bei Drude und bei Coolidge[2]), doch keine Hinweise dafür, daß sie zur Ermittlung der Dielektrizitätskonstante besonders günstig sein können. Wir glauben daher die von uns diskutierte und auch zuerst angewandte Methode mit Recht als eine neue, speziell für die Untersuchung gutleitender Flüssigkeiten geeignete bezeichnen zu können.

Im Gegensatz zu den bisherigen Hochfrequenzmethoden ist es nicht erforderlich, mit besonders kleinen Kondensatoren zu arbeiten. Wohl gibt es bei gegebener Wellenlänge für jede Leitfähigkeit eine optimale Kondensatorgröße, doch genügt es, sie so zu wählen, daß das System für jede Leitfähigkeit schwingungsfähig bleibt, sie darf also nicht zu klein sein. Eine Unbequemlichkeit des Verfahrens ist es, daß die Anordnung nicht durch Anwendung isolierender Flüssigkeiten geeicht werden kann, sondern daß die Dielektrizitätskonstante absolut bestimmt wird; dies erfordert eine besonders genaue Messung aller vorkommenden Größen, was gerade bei nichtquasistationären Systemen erhebliche Schwierigkeiten verursacht. Dagegen kann man verschiedene Flüssigkeiten von gleichem Leitvermögen hinsichtlich ihrer Dielektrizitätskonstante untereinander vergleichen.

Die erforderlichen Beziehungen zwischen den einzelnen Größen, welche die Dämpfung des Systems bedingen, kann man für ein Paralleldrahtsystem nach den Methoden der Kabeltheorie gewinnen, die auf die Lecherdrähte wohl zuerst von Herrn Wuckel[1]) angewendet worden ist. Die ziemlich umständliche Berechnung wird wesentlich vereinfacht, wenn man annimmt, daß im Kondensator der Verlauf der Kraft- und der Stromlinien derselbe ist, welche Forderung sich allerdings experimentell nicht vollkommen erfüllen läßt, da zur Vermeidung störender Reflexionen die leitende Lösung metallisch eingeschlossen sein muß.

Hinsichtlich der experimentellen Anordnung ist zu bemerken, daß das System erregt wird durch hochfrequente Schwingungen, die nach der Methode von Barkhausen und Kurz hervorgebracht werden. Die Stromamplitude im Resonanzfall wird verglichen mit der, die man bei Ersatz des Flüssigkeitskondensators durch einen Widerstandsdraht erhält, dessen Induktivität bei der Berechnung mit zu berücksichtigen ist. Da es auf exakte Messung der Amplituden ankommt, müssen variable Übergangswiderstände, wie sie beim Verschieben von Brücken unvermeidlich sind, vollkommen vermieden werden.



In dem projizierten Kurvenbild — Figur — bedeuten in den fein ausgezogenen Kurven die Ordinaten die theoretisch berechneten Resonanzausschläge, die Abszissen die zugehörigen Leitfähigkeiten der Kondensatorfüllungen von $\sigma = 0{,}001$ bis $0{,}1$; dabei ist die obere der beiden Kurven für eine konstant angenommene Dielektrizitätskonstante $\varepsilon = 81$, die untere für $\varepsilon = 50$ erhalten[2]). Das Dekrement des Systems bei Füllung des Kondensators mit einer vollkommen leitenden Flüssigkeit ist dabei $= 0{,}05$ gesetzt; ebenso im Anschluß an die experimentell getroffenenen Verhältnisse ist die Kapazität

1) An Stelle von C tritt der Ausdruck $C \cdot W/(W+R)$, R ist zu ersetzen durch $(R+L/WC)$, wo W den im Kondensator enthaltenen Widerstand der Lösung bedeutet.
2) W. P. Coolidge, Wied. Ann. **69**, 159, 1899.

1) G. Wuckel, Ann. d. Phys. **73**, 427, 1924.
2) Die Knicke in den Kurven bei $\sigma = 0{.}01$ sind durch die Änderung des Abszissenmaßstabes bedingt.

des ungefüllten Kondensators = 0,134 cm, die Wellenlänge der erregenden Schwingung = 94 cm gesetzt.

Für beide Kurven ($\varepsilon = 81$ und $\varepsilon = 50$) nähern sich die Ausschläge für sehr kleine und sehr große Leitfähigkeiten gemeinsamen Grenzwerten; im Zwischengebiet verlaufen die Kurven stellenweise erheblich getrennt, so daß Unterschiede zusammengehöriger Ordinaten von über 100 Proz. über einen ziemlich ausgedehnten Leitfähigkeitsbezirk vorkommen. Dieses Ordinatenverhältnis im empfindlichen Teil der Kurven hängt in hohem Maße von dem Dekrement des Kreises ohne Berücksichtigung der Kondensatordämpfung ab; im Grenzfalle — äußeres Dekrement = 0 — treten Ausschlagsverhältnisse von über 6 : 1 auf. Die Anordnung wird also um so empfindlicher für Änderungen der Dielektrizitätskonstante, je kleiner die Verluste außerhalb des Kondensators gehalten werden.

Für die Lage des Dämpfungsmaximums bzw. des Amplitudenminimums gilt mit großer Annäherung die einfache Beziehung $60\,\sigma_{min} = \varepsilon/\lambda$; sie ist also unabhängig von der Größe des verwendeten Kondensators, solange dieser nicht sehr klein ist; wohl aber hängt die Schärfe des Minimums von der Kondensatorgröße ab. Die Bestimmung der Dielektrizitätskonstante aus dieser Beziehung, die unabhängig von den Konstanten des Systems ist, ist nur mit sehr geringer Genauigkeit möglich (ca. 10 Proz.), da das Minimum außerordentlich flach ist. Mit viel größerer Genauigkeit[1]) kann man Dielektrizitätskonstanten verschiedener Lösungen durch die Größe der Ausschläge im Minimum vergleichen; um aber Absolutwerte zu erhalten, ist die Kenntnis der Konstanten des Systems erforderlich.

Das geeignetste Meßgebiet liegt links des Minimums; es rückt nach um so höheren Leitfähigkeiten, je kürzer die verwendete Wellenlänge ist. Für die kürzesten nach der Barkhausen-Methode herstellbaren Wellen liegt es für $\varepsilon = 81$ bei $\sigma = 0{,}05$. Da die unmittelbare Nachbarschaft rechts des Minimums, wenn auch weniger gut, doch noch brauchbar ist, so dürfte die derzeitige Anwendungsgrenze der Methode nicht weit von $\sigma = 0{,}1$ liegen, was etwa dem Leitvermögen einer 5proz. $NaCl$-Lösung entspricht. Dies gilt natürlich nur für Lösungsmittel von hoher Dielektrizitätskonstante; bei anderen liegt die Grenze entsprechend tiefer, was insofern keine Rolle spielt, weil dort entsprechend geringere Leitfähigkeitsbeträge erreicht werden.

Bei sehr hohen Werten des Leitvermögens (bezogen auf die verwendete Wellenlänge) spielt die Änderung der Dielektrizitätskonstante selbst in sehr weiten Grenzen keine Rolle mehr, was eventuell für die Untersuchung von Leitfähigkeiten bei hohen Frequenzen von Bedeutung sein kann.

Die bisherigen Versuche haben eine befriedigende Bestätigung der gezogenen Schlußfolgerungen ergeben. Dies zeigt z. B. das stark ausgezogene Kurvenpaar; die obere Kurve ist aufgenommen an wäßrigen KCl-Lösungen, die untere an Lösungen von KCl in einer Aceton-Wassermischung, deren Dielektrizitätskonstante ohne Salzzusatz = 50 war. Das Aussehen dieses Kurvenpaares entspricht ziemlich nahe dem berechneten; eine Übereinstimmung ist gar nicht zu erwarten, da ja Änderungen der Dielektrizitätskonstante durch Salzgehalt eintreten werden. Befremdlich erscheint die Verdrehung des beobachteten Kurvenpaares gegen das berechnete; hier macht sich der verschiedene Einfluß der Kopplung an den Erregerkreis bemerkbar, der davon abhängt, ob der Flüssigkeitskondensator vorwiegend als Kapazität oder als Leiter wirkt.

Daß man mit dieser Methode in den empfindlichen Meßbezirken bei gutleitenden Lösungen auch kleine Änderungen der Dielektrizitätskonstante nachweisen kann, haben wir durch Vergleich mit Lösungen mit geringen Acetonzusätzen geprüft. Zahlenmäßige Versuchsergebnisse hoffen wir in einer späteren Mitteilung geben zu können; einige Fragen, wie die Erprobung einer ganz einwandfreien Kondensatorform, die genaue Messung aller vorkommenden Bestimmungsgrößen, sind noch nicht soweit geklärt, daß Absolutwerte für die Dielektrizitätskonstante gutleitender Lösungen schon mitgeteilt werden können.

Der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft sowie der Nachrichtenabteilung der Torpedoinspektion der Reichsmarine sind wir für Unterstützung durch Verfügungsstellung von Apparaten zu großem Danke verpflichtet.

1) Ca. 2—3 Proz.

F. Hund (Göttingen), Isotropes Ion und Bau der Molekeln und Kristallgitter.

Den chemischen Kräften, d. h. den Kräften, die die Bestandteile einer Molekel oder eines Kristallgitters zusammenhalten, schreiben wir heute elektrische Natur zu. Bei einer Anzahl chemischer Verbindungen nehmen wir an, daß ihre Molekeln nicht aus neutralen Atomen, sondern aus Ionen bestehen; die Kräfte, die die Molekeln zusammenhalten, sind dann einfach die elektrostatischen Anziehungen der geladenen Ionen[1]). Eine quantitative Bestätigung findet

1) S. bes. W. Kossel, Ann. d. Phys. **49**, 229, 1916.

die Annahme, daß Ionen die Bausteine vieler Stoffe sind, durch die Gittertheorie[1]; es zeigt sich nämlich, daß die berechnete Energie eines Gitters mit der aus thermochemischen Daten erschlossenen übereinstimmt. Die einzigen Eigenschaften der Ionen, die für die Rechnung benutzt werden, sind die aus ihren Ladungen folgende Anziehung oder Abstoßung, ferner eine Abstoßung, die formal durch den einfachen Ansatz $\frac{b}{r^n}$ im Potential zweier Ionen dargestellt wird. Um auch die Energien von Molekeln im Gaszustand quantitativ richtig zu erhalten, berücksichtigen Born und Heisenberg[2] eine weitere Eigenschaft der Ionen, ihre Polarisierbarkeit durch ein elektrisches Feld. Durch ein solches Feld wird in erster Näherung in einem Ion ein Dipol induziert, dessen Stärke dem Feld proportional ist; den Proportionalitätsfaktor α benutzten Born und Heisenberg als Maß der Polarisierbarkeit.

Diese einfache Vorstellung vom Bau vieler Molekeln und Kristallgitter sei hier übernommen; sie schreibt dem Ion als Eigenschaften nur zu: die Ladung Ze, die Polarisierbarkeit α und je zwei Ionen eine durch b und n (im Glied $\frac{b}{r^n}$) gekennzeichnete Abstoßung. Ein solches Ion hat im freien Zustand keine Vorzugsrichtung, es ist isotrop. Natürlich machen wir uns damit ein sehr idealisiertes Bild, das für manche Erscheinungen wohl zu grob ist. Es besteht aber die Aufgabe, diese Vorstellung vom isotropen Ion zunächst rein durchzuführen; nur so kann man ihre Grenzen erkennen.

Während für die Energien der Molekeln und Gitter diese Vorstellung hinreichende Übereinstimmung mit der Wirklichkeit lieferte, schien es zunächst, als seien die Gestalten der Molekeln und die Gittertypen nur mit einer Struktur der Ionen, also einer Abweichung von der Isotropie zu erklären. Im Folgenden soll jedoch gezeigt werden, daß auch die Vorstellung vom isotropen Ion zu verschiedenen Formen der Molekel und zu verschiedenen Gittertypen führt und gerade zu denen, die in Wirklichkeit häufig vorkommen. Dazu legen wir uns die Frage vor: Welche Gestalt hat eine Molekel oder welchen Typus hat ein Gitter, das aus Ionen mit den durch Z, b, n und α gekennzeichneten Eigenschaften besteht?

Ohne Berücksichtigung von α sind die Kräfte in der Molekel oder im Gitter reine Zentralkräfte, sie führen auf solche Formen, bei denen gleichgeladene Ionen einander möglichst fern, ungleichgeladene möglichst nahe kommen. Das gibt ziemlich regelmäßige Formen. Ein doppelt negativ geladenes Ion und zwei einfach positiv geladene Ionen (Typus H_2O) z. B. geben theoretisch eine stabförmige Molekel mit dem zweifach geladenen Ion in der Mitte zwischen den einfach geladenen. Berücksichtigen wir jedoch die Polarisierbarkeit, so zeigt sich, daß das Minimum der Energie bei einer geknickten Anordnung liegt, wenn nur α hinreichend groß ist[1]. Beim Typus H_3N erhalten wir ohne α eine ebene Anordnung, wo N im Mittelpunkt des aus den H gebildeten gleichseitigen Dreiecks liegt; mit Berücksichtigung von α erhalten wir eine Pyramide. Wir verstehen also die durch andere Erscheinungen (Bandenspektra, elektrische Momente) wahrscheinlich gemachten Abweichungen von der symmetrischsten Gestalt der Molekel als eine Folge der Polarisierbarkeit der Ionen.

Der Gestalt der Molekel entspricht im festen Zustand der Gittertyp. Unsere Frage nach dem für bestimmte Z, b, n, α stabilsten Gittertyp führt zugleich zu einer Klassifikation der Gitter unter physikalischen Gesichtspunkten. Die Gitter, deren Bausteine nicht Ionen, sondern neutrale Atome sind, lassen wir fort; wir betrachten also nur Ionengitter. Ohne Berücksichtigung von α erhalten wir theoretisch Anordnungen, bei denen ungleichgeladene Ionen einander möglichst nahe kommen und gleichgeladene möglichst voneinander entfernt liegen. Das sind die „Koordinationsgitter", bei denen jedes Ion regelmäßig von den Nachbarn umgeben ist. Die Berücksichtigung von α kann auf Formen führen, die nicht Koordinationsgitter sind. Durch die Ladung der Ionen wird die chemische Formel, d. h. das Zahlenverhältnis der Ionen im Gitter bestimmt. Betrachten wir Stoffe mit der Formel XY, die ebensoviel positive wie negative Ionen enthalten, so zeigt eine einfache Überlegung[2], daß folgende Koordinationsgitter möglich sind: Ein Ion ist von 8 entgegengesetzt geladenen Nachbarn umgeben wie der Mittelpunkt eines Würfels von den Ecken; das gibt den $CsCl$-Typ. Ein Ion ist von 6 Nachbarn umgeben wie der Mittelpunkt eines regelmäßigen Oktaeders von den Ecken; das gibt den $NaCl$-Typ. Ein Ion ist von 4 Nachbarn umgeben (vgl. Tetraeder); das gibt Zinkblende und Wurtzittyp. In welchem dieser Typen kri-

1) S. bes. M. Born, Atomtheorie des festen Zustandes. Enz. d. math. Wiss. V. 25, Leipzig 1923; § 39.
2) M. Born u. W. Heisenberg, Zeitschr. f. Phys. **23**, 388, 1924.

1) F. Hund, Zeitschr. f. Phys. **31**, 81, 1925; **32**, 1, 1925.
2) Für die Begründung dieser und der folgenden Behauptungen muß auf eine demnächst in der Zeitschr. f. Physik erscheinende Arbeit verwiesen werden.

stallisiert nun ein Stoff, dessen Ioneneigenschaften Z und n uns gegeben sind (b beeinflußt nur die Dimensionen)? Theoretisch in dem mit der geringsten Energie; für den Vergleich der Gitter miteinander ist dabei b als konstant anzusehen. Es ergibt sich: für große n ist das Gitter, in dem jedes Ion die meisten Nachbarn hat, am stabilsten; die Reihenfolge ist $CsCl$-, $NaCl$-, ZnS-Typ[1]). Für kleine n, wo die Abstoßungen benachbarter Ionen merklich werden, sind die Typen mit geringer Zahl der Nachbarn bevorzugt. Die Fig. 1 zeigt die absoluten Beträge der Energien der einzelnen Typen im willkürlichem Maß in ihrer Abhängigkeit von n.

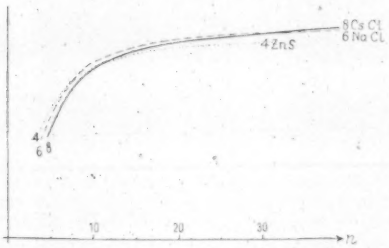


Fig. 1.

Für große n ist der $CsCl$-, für mittlere der $NaCl$-, für niedrige die ZnS-Typen am stabilsten.

Tabelle I.

	F	Cl	Br	J		O	S	Se
Li	6	6	6	6				
Na	6	6	6	6	Mg	6		
K	6	6	6	6	Ca	6	6	6
Rb	8	6	6	6	Sr	6		6
Cs	6	8	8	8	Ba	6	6	6
Cu		4	4	4	Zn	4	4	
Ag		6	6	4	Cd	6	4	
Tl		8			Cs	6		
					Pb		8	

Tabelle I gibt die beobachteten Gittertypen, durch die Zahl der Nachbarn eines Ions gekennzeichnet. Bei einigen Alkalihaloiden können wir den Abstoßungsexponenten aus der Kompressibilität berechnen, wir finden ihn bei den Cs-Salzen größer als bei den übrigen. An der Tabelle I fällt uns noch auf, daß die Kationen der Nebenreihen, (Cu Ag; Zn, Cd) zu Gittern mit weniger Nachbarn (kleinerem n) neigen.

1) Die beiden ZnS-Typen unterscheiden wir hier nicht.

Ganz entsprechend lassen sich Verbindungen der Form XY_2 untersuchen. Wir erhalten zwei Typen: Bei einem hat das eine Ion 8, das andere 4 Nachbarn, CaF_2-Typ. Beim anderen hat das eine 4, das andere 2 Nachbarn, Cu_2O-Typ. Die Zahlen 6 und 3 sind im strengen Koordinationsgitter nicht möglich; eine Form mit diesen Nachbarzahlen, die nahezu Koordinationsgitter ist, ist der Rutiltyp, eine andere der Anatastyp. Fig. 2 gibt die Energien dieser Typen, Tab. II die beobachteten Gittertypen der Stoffe der Formel XY_2.

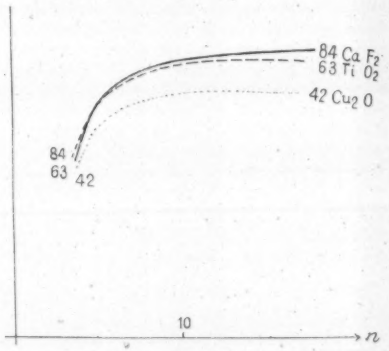


Fig. 2.

Tabelle II.

	F_2	Cl_2	Br_2	J_2		O_2	S_2	Se_2
					C	M		
Mg	63				Si			
Ca	84				Ti	63		
Sr	84				Zr	84	S	S
Ba	84				Ce	84		
					Th	84		
Cd			S		Ge	63?		
					Sn	63		
					Pb	63		

M bedeutet Molekelgitter, S eine nachher zu beschreibende Gitterform. Empirische Belege für den Abstoßungsexponenten n haben wir hier kaum. An der Tabelle fällt uns auf, daß große Kationen zum CaF_2-Typ (84) neigen und daß auch hier die Kationen der Nebenreihe zum Typ mit weniger Nachbarn (kleinerem n) neigen.

Das M und S in der Tabelle II führt uns nun zur Berücksichtigung der Polarisierbarkeit der Ionen. Ganz entsprechend, wie bei hinreichend großem α die symmetrische Form der Molekel instabil wurde, wird hier das Koor-

dinationsgitter als symmetrischste Gitterform instabil. Ganz allgemein für jedes α die stabilste Form zu finden, dürfte mathematisch kaum durchführbar sein. Wir begnügen uns damit, einige bekannte Gitterformen auf ihre Energie hin zu betrachten. Es bietet sich uns zunächst das Molekelgitter dar. Eine Anzahl Ionen, die zusammen eine Molekel bilden, sind einander mehr benachbart als die anderen. Da die Ionen nicht mehr regelmäßig von Nachbarn umgeben sind, werden sie polarisiert; es treten Kräfte auf, die nicht Zentralkräfte sind, und die Rechnung zeigt, daß die weniger regelmäßige Form des Molekelgitters bei großem α stabiler ist als das Koordinationsgitter. Da es auf das Verhältnis von α zu einem Volumen, etwa dem der Gitterzelle ankommt, ist es verständlich, daß Molekelgitter z. B. bei HCl und CO_2 empirisch festgestellt sind. Dort ist ein Ion sehr klein und kann daher dem anderen, stark polarisierbaren, sehr nahe kommen.

Noch eine andere gelegentlich vorkommende Gitterform ist vielleicht auf die Polarisierbarkeit zurückzuführen. Wir wollen sie Schichtengitter nennen (S in Tab. II) CdJ_2, ZrS, $ZrSe_2$ kristallisieren darin; auch MoS_2 gehört dahin. Die weniger polarisierbaren Ionen (z. B. Cd in CdJ_2) sind regelmäßig in Ebenen angeordnet. Die stärker polarisierbaren (J in CdJ_2) sitzen dicht über und unter diesen Ebenen. Eine solche Folge von drei Schichten wiederholt sich in gleichen Abständen. Die stärker polarisierbaren Ionen sind unregelmäßig umgeben, sie werden einseitig polarisiert. Durch Beispiele läßt sich zeigen, daß dadurch die Energie unter die eines Koordinationsgitters sinken kann.

Die folgende Tab. III stellt die betrachteten Gittertypen noch einmal zusammen.

Tabelle III.

Atomgitter			
Ionengitter	Koordinationsgitter	XY	$\left.\begin{matrix}CsCl\\NaCl\\ZnS\end{matrix}\right\}$ -Typ
		XY_2	$\left.\begin{matrix}CaF_2\\TiO_2\\Cu_2O\end{matrix}\right\}$ -Typ
		..	. .
	Molekelgitter		
	Schichtengitter		

Fassen wir zusammen: Die Gestalt der Molekeln und der Gittertyp, in dem ein Stoff kristallisiert, ist im Prinzip durch die Vorstellung des isotropen Ions erklärbar. Man darf also nicht aus dem Gittertyp oder der Molekelform auf eine Struktur des Ions schließen. Daß die isotropen Eigenschaften allein für Gittertyp und Molekelform entscheidend seien, ist damit nicht behauptet.

R. Ladenburg (Berlin), Die diamagnetische und die paramagnetische Drehung der Polarisationsebene[1]).

Außer dem gewöhnlichen Faradayeffekt, der auf der diamagnetischen Induktionswirkung des Feldes (der Larmorrotation der Elektronenbahnen) beruht, gibt es noch eine spezifische „paramagnetische Drehung der Polarisationsebene", die von paramagnetischen Atomen bzw. Elektronengruppen herrührt: infolge der durch die Temperaturbewegung gestörten Langevinschen Einstellung der Elektronenbahnen im magnetischen Felde ist die Anzahl der relativ zur Feldrichtung positiv rotierenden Elektronen verschieden von der Zahl der im negativen Sinne rotierenden Elektronen. Ihre Differenz ist einerseits nach Langevin ein Maß des Quotienten $\frac{\mu}{T}$, wobei μ das magnetische Moment der Atome, T die absolute Temperatur bedeutet, andrerseits bewirkt dieser Unterschied $\mathfrak{N}_- - \mathfrak{N}_+$ nach der Dispersionstheorie eine Drehung der Polarisationsebene, die sich in erster Näherung additiv über die gewöhnlich allein betrachtete diamagnetische Drehung überlagert. Die zusätzliche paramagnetische Drehung ist, im Einklang mit vorliegenden Erfahrungen über die Magnetorotation paramagnetischer Substanzen, charakterisiert durch ein dem gewöhnlichen Faradayeffekt bisweilen entgegengesetztes Vorzeichen — sie ist nämlich proportional $\frac{1}{\nu_i^2 - \nu^2}$, wird also negativ, wenn die untersuchte Lichtfrequenz größer als die Eigenfrequenz ν_i der betrachteten Elektronen ist, ferner ist die Frequenzabhängigkeit dieser Drehung offenbar unsymmetrisch zur Eigenfrequenz, im Gegensatz zur diamagnetischen Drehung, die in erster Annäherung proportional $\frac{1}{(\nu_i^2 - \nu^2)^2}$ ist, eine Erscheinung, die als „anomale Rotationsdispersion" an flüssigem Sauerstoff, Lösungen von Co-, Pr- und andern paramagnetischen Salzen, allgemein an vielen im Sichtbaren gefärbten Substanzen beobachtet worden ist.

1) Eine ausführlichere Mitteilung erscheint in der Zeitschrift für Physik.

Schließlich ist der paramagnetische Anteil der Drehung, gerade wie die paramagnetische Suszeptibilität selbst, umgekehrt proportional der absoluten Temperatur — ein besonders charakteristisches Merkmal, das tatsächlich an Salzen seltener Erden wenigstens qualitativ gefunden wurde.

A. Gyemant (Charlottenburg), Durchschlag flüssiger Dielektriken.

Der elektrische Durchschlag eines Isolators besteht darin, daß durch das hohe Feld eine bestimmte Leitfähigkeit erzeugt wird. Die elektrische Leitung äußert sich bekanntlich im allgemeinen als Leitungs- oder Verschiebungsstrom. Da dieser letztere nur innerhalb der Molekeln verläuft, so ist er zeitlich begrenzt und kann insbesondere nicht einer zeitlich konstanten Feldstärke zugeordnet werden. Denkt man sich jedoch die Molekeln in Kettenform angeordnet, so kann ein durch Polarisation gehobenes Ion oder Elektron unter Umständen stärker von der Nachbarmolekel ergriffen werden als von der eigenen. Die Folge ist ein Hinüberspringen des Ions bzw. Elektrons, was sich nicht nur räumlich, sondern auch zeitlich wiederholen kann. Dadurch entsteht ein sogenannter intermittierender Verschiebungsstrom, der in vielen Fällen den Durchschlag erklären könnte. Ansätze für einen solchen Mechanismus sind von manchen Autoren schon gemacht, ohne ihm etwa bei Flüssigkeiten eine größere Bedeutung beigemessen zu haben. Im folgenden möchte ich den Durchschlag für einen speziellen Fall, nämlich den einer emulsionsartigen Flüssigkeit, erläutern, welcher, wie wir sehen werden, als ein Modell für den soeben besprochenen Mechanismus dienen kann. Wir gehen von einem feuchten Transformatorenöl aus, dessen elektrische Festigkeit mit zunehmender Feuchtigkeit sehr stark abnimmt, wie eine diesbezügliche Experimentalarbeit von Friese zeigt. Ein solches Öl enthält kugelförmige Wasserteilchen, die im Isolator verteilt sind, ebenso wie ein homogener Isolator einer Anhäufung von Molekeln im Vakuum entspricht. Der Polarisation der Einzelmolekeln im Isolator analog wollen wir annehmen, daß sich die Wasserkugeln in Richtung des Feldes strecken, und dem Hinüberspringen der Ionen oder Elektronen soll ein kleiner Funkenübergang zwischen benachbarten Wasserteilchen entsprechen. Damit haben wir tatsächlich ein Modell zu dem vorhin erörterten Mechanismus. Dieses Modell kann aber auch für sich allein abgeleitet und begründet werden. Die Dehnung der Kugeln folgt aus der Tatsache, daß die elektrische Energie eines polarisierten Körpers mit zunehmender Streckung desselben abnimmt. Andererseits wird bei Flüssigkeiten durch denselben Vorgang die Oberflächenkraft wachgerufen: die Streckung nimmt so lange zu, bis Gleichgewicht erreicht ist. Eine exakte Behandlung des Problems dürfte auf manche Schwierigkeiten stoßen; zur Vereinfachung nahm ich an, daß ein Rotationsellipsoid entsteht, welche Annahme natürlich nur annähernd gelten wird. Die einzige unabhängige Variable ist jetzt die Exzentrizität des Ellipsoids. Die Variationen der Oberflächen- und elektrischen Energie sind in diesem Falle leicht anzugeben. Als Ergebnis der Rechnung erhält man das Verhältnis der langen Halbachse zum ursprünglichen Kugelradius als Funktion der angelegten Feldstärke. Mit Zunehmen der letzteren nimmt die Streckung auch zu, wie dies auch zu denken war. Es fragt sich jetzt, wie groß die Streckung bei gegebener Wasserkonzentration, also bei gegebener mittlerer Entfernung der Wasserteilchen sein muß, damit der Durchschlag erfolgt. Man könnte zunächst denken, daß hierfür ein Berühren der Teilchen, also die Ausbildung eines leitenden Kanals notwendig ist. Dem ist aber nicht so, da die Feldstärke an den Spitzen der Ellipsoide eine so hohe wird, daß ein Funkenübergang noch vor der Berührung ermöglicht wird. Führt man die Rechnung durch, so ergibt sich, daß an den Spitzen etwa die 36fache der angelegten Feldstärke herrschen muß, was mehr als hinreichend ist, um den Durchbruch zu bewirken. Hier wäre jetzt noch die Frage zu erörtern, wie die Durchbruchsfeldstärke mit der Funkenstrecke variiert, ein Problem, welches nicht einmal bei Gasen, geschweige denn in Flüssigkeiten gelöst ist. Zur Ausfüllung dieser Lücke nehmen wir einfach an, daß etwa $^2/_3$ der Durchschnittsentfernung durch die Dehnung überbrückt zu werden braucht, um den Durchschlag zu bewirken, eine willkürliche Festsetzung, die dadurch gerechtfertigt ist, daß damit die ganzen theoretischen und experimentellen Kurven zur Deckung zu bringen sind. Errechnet man nämlich aus dem vorhin gefundenen Zusammenhang zwischen Feldstärke und Streckungsgrad den Zusammenhang zwischen Feldstärke und Wasserkonzentration, so erhält man eine Kurve, welche mit der experimentellen von Friese gut übereinstimmt. Beide verlaufen mit abnehmendem Wassergehalt anfangs sehr flach, von etwa 0,1 Promille ab nimmt dann die elektrische Festigkeit plötzlich sehr steil zu. Auch die Absolutwerte stimmen gut überein, der Grenzwert bei hohem Wassergehalt ist bei Friese 22 kV/cm, nach der Theorie 27 kV/cm. Diese Übereinstimmung zeigt, daß der angenommene

Mechanismus bei unserem Modell der richtige sein dürfte, und ermutigt dazu, den Durchschlag durch intermittierenden Verschiebungsstrom auch bei homogenen Dielektriken mehr auszubauen, als dies bisher geschah.

Diskussion.

Herr Mie: Eine Entladung in einer Flüssigkeit setzt voraus, daß zunächst einmal Ionen in genügender Menge vorhanden sind, durch deren Bewegungen irgendwie die Entladung vorbereitet wird. Wenn viele Wassertröpfchen in dem Öl sind, so wird das elektrische Feld die Ionen in ihnen in Bewegung setzen, die Ionen kommen auch in größeren Mengen in den Isolator hinein. Vielleicht wird durch diesen Ionenreichtum das Entstehen einer Entladung sehr erleichtert.

Herr Gyemant: Wenn auch die Ionen des Wassers im Sinne von Herrn Mie auch eine Rolle spielen werden, so spricht die Übereinstimmung zwischen Experiment und der gegebenen Theorie dafür, daß dem von uns angenommenen Mechanismus eine wesentliche Bedeutung zukommt.

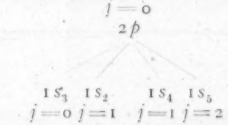
K. W. Meißner (Frankfurt a. M.), Absorption in angeregten Gasen.

Während uns Absorptionsversuche in unerregten Gasen und Dämpfen Aufschluß über den Normalzustand der betreffenden Atome geben können, lassen sich aus Absorptionsversuchen mit angeregten Gasen Schlüsse auf die Lebensdauer, also besonders die Metastabilität höherer Energieniveaus der Atome Schlüsse ziehen, wie es vor Jahresfrist[1]) im Falle des Neonspektrums geschehen konnte.

Ließ man das Licht der Kapillaren einer Neonröhre durch ein etwa 10 cm langes und 2 cm weites Rohr gehen, das mit einem Neon-Heliumgemisch von etwa 10 mm *Hg* Druck gefüllt und von einem schwachen Strome durchflossen war, so wurden ganz bestimmte Linien besonders stark, andere, ebenfalls intensive Linien, dagegen fast gar nicht absorbiert. Das Resultat der Untersuchungen war, daß alle Linien, die auf den Termen $1s_3$ und $1s_5$ aufbauen, starke Absorption ergeben, während die Zustände $1s_2$ und $1s_4$ nicht oder nur schwach absorbieren.

Aus diesem Resultate wurde der Schluß gezogen, daß die $1s_3$ und $1s_5$ Zustände langlebig seien. Die Lebensdauer der angeregten Zustände muß nämlich bei der Absorption eine wesentliche Rolle spielen. Durch das Zusammenwirken der Neubildung höherer Zustände und des Zerfalls derselben, wird sich ein Gleichgewicht angeregter Zustände einstellen, und je größer die Lebensdauer des angeregten Zustandes ist, um so größer wird die Zahl dieser Zustände, um so stärker ihre Absorption sein. Besonders bei schwacher Anregung des Absorptionsrohres wird sich der Unterschied der Lebensdauern deutlich zeigen.

Diese Versuche mit Neon sind nun in guter Übereinstimmung mit dem Termschema des Neons. Für die Deutung unserer Versuche brauchen wir nur die Kenntnis des Grundzustandes und der Terme $1s_2$, $1s_3$, $1s_4$, $1s_5$. Der Grundzustand ergibt sich aus Messungen von G. Hertz[1]) als p-Zustand, und die Anwendung der Landéschen Zuordnung der inneren Quantenzahlen ergibt die Metastabilität des s_3 und s_5 Zustandes aus dem Auswahlprinzip, wie folgendes Schema zeigt



Die Linien $2p - 1s_3$ und $2p - 1s_5$ sind verboten, in voller Übereinstimmung mit den Beobachtungen von G. Hertz. Diese Schlüsse sind übrigens schon früher auch von Jordan[2]), Goudsmit[3]) und Dorgelo[4]) gezogen worden.

Von diesen Gesichtspunkten aus können also durch einfache Absorptionsversuche in schwach erregten Gasen metastabile Zustände gefunden werden, und bei Spektren, deren Serienbeziehungen noch unbekannt sind, lassen sich zusammengehörige Linien ermitteln.

Es schien von Interesse, auch bei Argon diese Absorptionsversuche durchzuführen, und ich möchte Ihnen in Kürze über die Anordnung und die Ergebnisse Bericht erstatten.

Bei den früheren Versuchen an Neon wurde mit Gleichstrom gearbeitet, doch lassen sich die Versuche auch mit Wechselstrom anstellen, wenn man Emissionsrohr und Absorptionsrohr in Reihe schaltet. Diese bedeutend einfachere Art wurde bei den Versuchen mit Argon angewandt.

Fig. 1 zeigt die Schaltung: Das Licht der Emissionsröhre E wird mit der Kollimatorlinse L_2 durch das Absorptionsrohr A geschickt und mit der Kollektorlinse L_1 auf dem Spalt S des

1) K. W. Meißner, Ann. d. Phys. **76**, 124, 1925.

1) G. Hertz, Zeitschrift f. Phys. **32**, 933, 1925.
2) P. Jordan, Zeitschr. f. Phys. **31**, 877, 1925.
3) S. Goudsmit, Zeitschr. f. Phys. **32**, 111, 1925.
4) H. B. Dorgelo, Physica **5**, 190, 1925.

Spektrographen gesammelt, so daß also auf S ein scharfes Bild von E entsteht. Parallel zu der Röhre A lag ein Stromschlüssel und ein

Fig. 1.

Widerstand W, der so gewählt war, daß der Strom bei Kurzschließen der Röhre A sich nicht änderte. Durch diese Anordnung konnten leicht je drei Aufnahmen gemacht werden:

1. Emissionsröhre allein, 2. Emissions- und Absorptionsröhre, 3. Absorptionsröhre allein. Da aber die Stromdichte in A sehr klein war (ca. 1 Milli-Amp. pro cm^2), so konnte auf 3. verzichtet werden, da bei den verwendeten Expositionszeiten keine, oder nur eine geringe Schwärzung erhalten wurde.

Die Stärke der Absorption wurde durch photographische Photometrie ermittelt.

Die Aufnahmen zeigen deutlich, daß beim Argonspektrum Linien vorhanden sind, die besonders stark absorbiert werden, und solche, an denen man mit bloßem Auge keine Absorption wahrnehmen kann. Da im bläuen und violetten Teil des Spektrums keine einzige Linie mit bloßem Auge Absorption zeigt, wurden bis jetzt nur die roten Linien bis 0,9 μ genauer untersucht.

Die folgende Tabelle zeigt die Resultate der Messung

λ	Proz.	λ	Proz.	λ	Proz.
9123	72	8014	49	7383	30
8657	20	8006	29	7067	65
8521	18	7948	65	9965	60
8428	51	(7724d	67)		
8264	16	7635	65		
8115	78	7514	30		
8104	49	7504	15		

Es wäre nun von Interesse, diese Resultate mit den Seriengesetzen in Argon zu vergleichen, aber leider ist das Termsystem von Argon so gut wie unbekannt und die ersten Ansätze von K. A. Nissen[1]) sind sehr lückenhaft. Nur folgende Linien mit den Nissenschen Deutungen sind in der Tabelle enthalten

7635	$1s' - 2p_{18}$	
8104	$2p_2 - 4s'$	
8521	$2p_{11} - 3s$	
9123	$2p_8 - 3s$	$2p - 4s'$

Das Schema von Nissen scheint mir überhaupt schon deshalb unzulänglich zu sein, da Linien des roten und blauen Argonspektrums verwendet werden müssen. Untersuchungen des Spektrums von unserer Seite sind z. Zt. im Gange.

Zum Schlusse meiner Mitteilung möchte ich Ihnen noch kurz über Messungen der Lebensdauer der angeregten Neon-Zustände berichten, die ich zusammen mit Herrn Graffunder ausgeführt habe.

Am Schlusse der Arbeit über die Absorption in angeregtem Neon (l. c.) habe ich darauf hingewiesen, daß die starke Absorption eines Teiles der Neonlinien dazu benutzt werden könnte, die Lebensdauer der s_3 und s_5 Zustände von Neon zu bestimmen. Die Methode ist die der intermittierenden Anregung und Belichtung: Das Absorptionsrohr wird während einer kurzen Zeit von einem Stromstoß durchflossen, dadurch die höheren Zustände angeregt, die nun je nach ihrer Lebensdauer langsam oder schnell abklingen. Erregt man nun nach einer kurzen Zeit die Emissionsröhre durch einen Stromstoß, so wird man nur dann Absorption beobachten, wenn die betreffenden Zustände noch nicht abgeklungen sind.

Die experimentelle Ausführung dieses Gedankens wurde durch Benutzung von Wechselstrom variabler Frequenz und Einschaltung von Gleichrichtern erreicht, wie es schematisch Figur 2 zeigt. Bei dieser Anordnung erregt

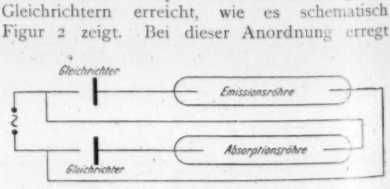


Fig. 2.

die eine Halbwelle die Absorptionsröhre, die andere die Emissionsröhre. Das Licht der E-Röhre durchsetzt die A-Röhre immer in deren Dunkelperiode, und durch Variation der Tourenzahl des Generators läßt es sich erreichen, daß von einer bestimmten Tourenzahl an gerade Absorption zu beobachten ist, während bei einer ca. 5 Proz. kleineren Tourenzahl keine Spur von Absorption zu beobachten ist. Die Lebensdauer ergibt sich dann einfach als der reziproke Wert der Wechselzahl, die beim Verschwinden der Absorption vorhanden ist.

1) K. A. Nissen, Physik. Zeitschr. **21**, 25, 1920.

Für die Linien 6402 und 6143 haben wir diese Bestimmungen durchgeführt und folgende Werte gefunden

$$s_2\text{-Zustand:} \quad \left.\begin{array}{l} \tau\,6402 = 0{,}004'' \\ \tau\,6143 = 0{,}0035'' \end{array}\right\} \text{ Mittel } 0{,}0038''$$

Für den s_3-Zustand konnten wir den genauen Wert von τ nicht ermitteln, da die Linien schwächer sind und auch weniger absorbieren, doch erreichten wir merkliche Absorption erst bei höheren Tourenzahlen. Die Lebensdauer des s_3-Zustandes ist also merklich kleiner als der des s_2-Zustandes.

Die genauere, photographische, Bestimmung ist geplant.

Diskussion.

Herr Hertz: Die Ergebnisse der Versuche von Herrn Meißner sind in vorzüglicher Übereinstimmung mit denen ähnlicher Versuche, die H. B. Dorgelo in der letzten Zeit im Eindhovener Laboratorium angestellt hat. — Die Unrichtigkeit des von Nissen angegebenen Serienschemas für das Argonspektrum folgt auch eindeutig aus den Messungen der Anregungsspannungen.

Herr Ladenburg: Ich möchte mir erlauben mitzuteilen, daß Herr Hans Kopfermann und ich, im Anschluß an die schönen Absorptionsversuche des Herrn Meißner, im angeregten Neon anomale Dispersion untersucht haben. Es zeigt sich in der Tat bei großer Dispersion mit einem Gitter in der unmittelbaren Nachbarschaft der Mehrzahl der Neonlinien, an denen der Herr Vortragende Absorption beobachtete, mehr oder weniger starke anomale Dispersion. Der Betrag dieser Größe, d. h. das Produkt der Änderung des Brechungsquotienten in den Wellenlängenabstand vom Schwerpunkt der Linie, ist ein quantitatives Maß der „Zahl der Dispersionselektronen" und daher in quantentheoretischer Deutung, wie ich vor mehreren Jahren zeigte und H. A. Kramers korrespondenzmäßig bestätigte, ein Maß des Produktes $N_i \cdot A_{ki} \cdot \frac{g_k}{g_i}$; dabei bedeutet N_i die Zahl der Atome im unteren Zustand i, A_{ki} den Einsteinschen Wahrscheinlichkeitsfaktor des spontanen Quantenübergangs $k \to i$, der der betrachteten Spektrallinie entspricht, g_k und g_i die entsprechenden Quantengewichte, die, wie wir heute wissen, durch die Sommerfeldschen „inneren" Quantenzahlen j bestimmt sind ($g = 2j + 1$). Die bisherigen mehr qualitativen Versuche ergeben an allen in s_5 und s_4 endenden Emissionslinien deutliche anomale Dispersion, entsprechend dem metastabilen Charakter dieser Zustände ist eben die Zahl der Atome in ihnen relativ groß; auch die in s_4 endenden Linien zeigen den Effekt deutlich, dagegen zeigen die in s_2 endenden Linien bei der bisher größten Erregungsstärke nur einen gerade erkennbaren Effekt; dies ist in gewissem Gegensatz zu den Versuchen des Herrn Vortragenden, der an einzelnen dieser Linien Absorption von gleichem Betrage angegeben hat, wie an Linien des s_3 und s_4 Zustandes, an denen wir deutliche anomale Dispersion fanden. Diese Methode erlaubt ferner eine wirklich quantitative Bestimmung der Lebensdauer dieser Zustände, da sie die relative Anzahl der Atome gibt, die sich in einem bestimmten Zeitpunkt nach der Anregung noch in diesem Zustand befinden. Ferner ergab sich der Betrag der anomalen Dispersion der verschiedenen in einem bestimmten Zustand (z. B. s_5) endenden Linien um so größer, je größer die zugehörige Quantenzahl j des Ausgangszustandes, d. h. je größer g_k ist. Quantitative Messungen und Versuche an andern Gasen sind in Vorbereitung.

Herr Meißner: Ich kann mir wohl denken, daß bei den kleinen Absorptionswerten sich Fehler bis zu 100 Proz. einschleichen können, da für so kleine Schwärzungsunterschiede die sensibilisierten Platten zu ungleichmäßig sind. Die Methode der anomalen Dispersion ist in dieser Hinsicht natürlich viel eleganter.

Walther Meißner (Berlin), Über die Heliumverflüssigungsanlage der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt und einige Messungen mit Hilfe von flüssigem Helium.

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

Darüber, daß mir in der Reichsanstalt die Einrichtung einer Heliumverflüssigungsanlage geglückt ist, habe ich schon in den „Naturwissenschaften" kurz berichtet[1]). Dort habe ich auch den Anteil, den die Gesellschaft Linde, besonders ihr Herr Dr. Pollitzer, sowie die Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft an dem Zustandekommen der Verflüssigungseinrichtungen für Wasserstoff und für Helium haben, dankend hervorgehoben.

Auf die technischen Einzelheiten der Wasserstoff- und Heliumverflüssigung, von denen letzten Endes der Erfolg vollständig abhängt, möchte

1) Walther Meißner, Verflüssigung des Heliums in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt. Die Naturwissenschaften, 13, 695—696, 1925.

ich hier nicht eingehen, sondern nur kurze Angaben über die Verflüssigungsapparate und die mit ihnen erzielten Ergebnisse machen, sodann einige in physikalischer Hinsicht interessante Folgerungen aus letzteren ziehen und schließlich über Messungen in betreff des Widerstandes von Metallen in tiefsten Temperaturen berichten.

Die Wasserstoffverflüssigungsanlage, mit welcher der zur Heliumverflüssigung nötige flüssige Wasserstoff hergestellt wird, besteht im wesentlichen aus einem Kompressor von 25 cbm Ansaugleistung pro Stunde, bei Kompression auf 175 Atm., aus einer Vakuumpumpe von 260 cbm/Stunde Saugleistung zum Abpumpen des zur Vorkühlung benutzten und dabei unter niedrigem Druck verdampfenden Stickstoffs und dem eigentlichen Verflüssigungsapparat. Dieser gibt nahezu 5 l flüssigen Wasserstoff pro Stunde, wobei die Verluste beim Abhebern aus dem Verflüssiger nicht eingerechnet sind. Für 1 l flüssigen Wasserstoff werden nach Erreichung des stationären Zustandes nicht ganz 2 l flüssigen Stickstoffs benötigt.

Die Heliumverflüssigungsanlage besteht in der Hauptsache aus einem Kompressor von 10 cbm/Stunde Ansaugleistung, aus der auch bei der Wasserstoffverflüssigung benutzten großen Vakuumpumpe, mit deren Hilfe man den zur Vorkühlung dienenden flüssigen Wasserstoff unter niedrigem Druck verdampfen läßt, und aus dem eigentlichen, wie der Wasserstoffverflüssiger nach dem Lindeschen Prinzip arbeitenden Verflüssigungsapparat. Hierzu kommen noch zwei Gasometer, Stahlflaschen für Helium, Kapselpumpen zum Evakuieren des Kompressors und Abpumpen des Heliumdampfes und dgl. mehr. Es sind bis jetzt 700 l Helium vorhanden, die durch Trennung von Neon-Helium-Gemisch gewonnen wurden.

Der Heliumkompressor ist für Drucke bis 200 Atm. eingerichtet. Doch reicht der jetzt vorhandene Heliumvorrat wegen der toten Räume der Zylinder usw. nicht für Versuche bei diesen Drucken aus. Es wurde vielmehr bisher nur mit dem Kompressionsdruck von etwa 40 Atm. gearbeitet, den Kamerlingh Onnes als günstigsten bezeichnet.

Das verflüssigte Helium wird bis jetzt nur im Innern des Verflüssigungsapparats angesammelt. Dort befindet sich ein Vakuummantelgefäß, das etwa 400 ccm flüssiges Helium faßt. In dieses Gefäß werden die Versuchsapparate vor der Verflüssigung des Heliums eingebaut. In ihm befindet sich auch das Gefäß eines Heliumdampfdruckthermometers, mit dem die Temperatur des flüssigen Heliums, das man unter verschiedenen Drucken sieden läßt, gemessen wird.

Der Stand des flüssigen Heliums wird seit einiger Zeit mit Hilfe eines Schwimmers direkt abgelesen. Das außerhalb des Verflüssigers befindliche Gegengewicht ist mit dem Schwimmer durch einen über Rollen geführten Faden verbunden und macht die Bewegung des Schwimmers mit.

Ich will den Heliumverflüssiger noch kurz im Lichtbild zeigen[1]).

Die Ergebnisse, die mit dem Heliumverflüssiger erzielt wurden, sind folgende: 12 l flüssigen Wasserstoffs und einige Liter flüssiger Luft (beides zur Vorkühlung) genügen, um das 400 ccm fassende Gefäß etwa 3 Stunden lang mit flüssigem Helium gefüllt zu halten. Dabei sind die Verluste eingerechnet, die entstehen, wenn man das Helium durch Siedenlassen unter vermindertem Druck abkühlt. Es wurden bis jetzt Dampfdrucke bis herab zu 7,3 mm Quecksilber, entsprechend einer Temperatur von etwa 1,6° abs. erzielt, während in Leiden schon Messungen bis herab zu 3 mm Dampfdruck (etwa 1,45° abs.) ausgeführt wurden[2]).

Geradezu überraschend ist folgende Feststellung: Nach Beginn der Verflüssigung werden in 6 Min. etwa 300 ccm flüssiges Helium gebildet. Dies gilt bei einer Vorkühltemperatur von etwa 15° abs., einem Kompressionsdruck von 35 Atm. und einer Ansaugleistung des Kompressors von 10 cbm/Stunde. Da 1 l flüssigen Heliums etwa 700 l Helium von normalem Druck und normaler Temperatur entsprechen, werden hiernach von dem in den Verflüssiger eintretenden Helium etwa $^2/_{10}$ verflüssigt.

Hieraus läßt sich eine, in theoretischer Hinsicht interessante Folgerung ziehen: Ganz allgemein ist der verflüssigte Bruchteil des in den Verflüssiger eintretenden Gases gegeben[3]) durch

$$\varepsilon = \frac{i_0 - i_1}{r_2 + i_0 - i_2}. \qquad (1)$$

Hierbei ist $i = u + pv$ die Erzeugungswärme bei konstantem Druck und r_2 die Verdampfungswärme. Der Index 0 bezieht sich auf den entspannten Zustand bei der Vorkühlungstemperatur (hier 15° abs.), der Index 1 auf den komprimierten Zustand bei ihr, der Index 2 auf den entspannten Zustand bei der Verflüssigungs-

1) Dieses Lichtbild ist zur Wiedergabe im Druck nicht geeignet.

2) Eine kleine Menge Helium hat man in Leiden bei einem Druck von 0,01 mm Hg (etwa 0,9° abs.) sieden lassen, ohne daß sie erstarrte.

3) Vgl. W. Meißner, Zeitschr. f. Physik 18, 14. 1923. Auch Handb. d. Techn. Physik, hrsg. v. Gehlhoff, Artikel Meißner, S. 256.

temperatur (4,2° abs.), und zwar 2′ auf den dampfförmigen Zustand.

Man kann nun versuchen, nach (1) den Wert von ε mit Hilfe des van der Waalsschen Gesetzes der korrespondierenden Zustände zu berechnen, indem man die in Leiden beobachteten kritischen Konstanten des Heliums T_k, p_k und v_k benutzt. Man ermittelt dazu z. B. den Wert von ε für Luft, deren Verhalten genügend bekannt ist, in dem Zustand, der dem Zustand des Heliums bei der Heliumverflüssigung entspricht. Ein solches Verfahren führt noch einigermaßen zum richtigen Ergebnis, wenn man nach ihm den Wert von ε bei der Wasserstoffverflüssigung berechnet. Bei der Heliumverflüssigung aber findet man auf diese Weise ungefähr den Wert $\varepsilon = 0{,}06$, während, wie mitgeteilt, ein Wert $\varepsilon = 0{,}2$ experimentell festgestellt wurde. Hierbei ist zu berücksichtigen, daß der ideale Grenzwert, dem Gleichung (1) entspricht, noch höher liegen muß als der experimentell gefundene Wert, der durch die Unvollkommenheit des Gegenströmers und der Wärmeisolation herabgesetzt wird.

Hiernach muß man sagen, daß beim Helium eine sehr starke Abweichung vom Gesetz der korrespondierenden Zustände vorhanden ist, für die man vor allem die Quanteneffekte verantwortlich machen wird.

Um sich den Einfluß der letzteren auf ε klar zu machen, kann man zunächst die normalen Gründe für die Abweichung vom idealen Gaszustand, durch welche der Wert $\varepsilon = 0{,}06$ bedingt würde, beiseite lassen und nur die Abweichungen vom idealen Gaszustand berücksichtigen, den die Quantelung der Translationsenergie bedingt. Auch diese bewirken, daß $i_0 - i_1$ von 0 verschieden wird. Betrachtet man zunächst den Teil $u_i = u_a + \int_0^{15} c_v dT$ von u (u_a = Nullpunktsenergie bei $T = 0$, von v abhängig), so sieht man, daß zwei entgegenwirkende Einflüsse auf den Wert von $u_0 - u_1$ vorhanden sind: $u_{a\,0} - u_{a\,1}$ ist nach allen Gasentartungstheorien, die eine Nullpunktsenergie annehmen, negativ, da nach ihnen u_a mit steigendem Druck wächst. $\int_0^{15} c_{v\,0}\, dT - \int_0^{15} c_{v\,1}\, dT$ dagegen ist nach allen Theorien (auch nach der Erfahrung) positiv, da $c_{v\,1} < c_{v\,0}$. Je nach der Größe der angenommenen Nullpunktsenergie können also die beiden Einflüsse zusammen einen positiven oder negativen Beitrag zu ε geben. Die dann in $i_0 - i_1$ noch weiter enthaltene Differenz $p_0 v_0 - p_1 v_1$ weicht bei Gasentartung ebenfalls von Null ab und liefert einen weiteren Beitrag zu ε. Man braucht aber diese Zerlegung von i und u, die physikalisch anschaulich ist, zur Berechnung von ε gar nicht vorzunehmen. Die in Betracht kommenden neueren Theorien der Gasentartung einatomiger Gase führen nämlich alle zu der Beziehung $u = \frac{3}{2} p v$, also $i = \frac{5}{2} p v$, so daß man danach $i_0 - i_1$ und ε bei gegebener Gasgleichung leicht berechnen kann. Z. B. führt die Nernstsche Gleichung[1]) für entartete Gase, die allerdings nur für kleine Drucke gedacht ist, etwa zu dem Wert $\varepsilon = -0{,}07$. Hierbei ist r_2 nach dem Gesetz der korrespondierenden Zustände zu 9 cal/g geschätzt, was aber für das Vorzeichen von ε belanglos ist. Nach der Nernstschen Gleichung wäre also keine Heliumverflüssigung zu erwarten. Der tatsächlich eintretende günstige Verflüssigungseffekt widerspricht ihrer Anwendbarkeit bei den in Betracht kommenden Drucken. Offenbar enthält die Nernstsche Gleichung in dieser Hinsicht eine zu große Nullpunktsenergie, während sie das Verhalten von c_v vielleicht richtig wiedergibt. Die neuen Gleichungen von Einstein[2]) und Planck[3]) scheinen mir auf den vorliegenden Fall nicht ohne weiteres anwendbar zu sein, da die von den Autoren näher behandelten Spezialfälle den bei der Heliumverflüssigung vorliegenden Verhältnissen nicht gut genug entsprechen.

Außer der Quantelung der Translationsenergie wären weiter noch Quanteneffekte hinsichtlich der Wirkung der van der Waalsschen Kraft, d. h. hinsichtlich der normalen Gründe für die Abweichung vom idealen Gaszustand zu berücksichtigen. Hierfür sind die theoretischen Unterlagen indessen noch unsicherer als für die Quantelung der Translationsenergie.

Jedenfalls scheinen mir aber die Ergebnisse der Heliumverflüssigung für das Vorhandensein erheblicher Quanteneffekte zu sprechen und eine gewisse Entscheidung hinsichtlich der Nullpunktsenergie zu ermöglichen.

Die eigentlichen Messungen, die ich bisher mit Hilfe von flüssigem Helium angestellt habe, sind Messungen über den Widerstand von Metallen, besonders hinsichtlich der Frage der Supraleitfähigkeit.

Natürlich mußte ich zunächst die schönen Ergebnisse von Kamerlingh Onnes und seinen Mitarbeitern verifizieren, um den Anschluß an die Leidener Messungen zu erhalten. Gleichzeitig habe ich aber begonnen, systematisch weiter zu arbeiten. Betreffs der Supraleitfähigkeit scheinen mir 2 Probleme vorzuliegen: Das

1) W. Nernst, Neuer Wärmesatz. Halle 1918, S. 468.
2) A. Einstein, Berl. Ber. 1924, S. 261, 1925, S. 3.
3) M. Planck, Berl. Ber. 1925, S. 49.

Tabelle I.

He mm/Hg	T	K_0 Draht	Pb Draht	Sn Draht	Au gegoss.	Au-Draht vor Altern	Au-Draht nach Altern	Aus Einkristall 1 a	1 b	1 $a+b$	2 a	2 b	2 $a+b$	3 a	3 $a+b$
273,20	273,20°	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
91,5					0,2764										
88,24				0,2457		0,2722									
88,12	0,9758														
84,88		0,2756	0,2321	0,2189	[0,2576]	0,2480									
81,76			0,2191				0,2341	0,2328	0,2320	0,2328	0,2338	0,2338	0,2341	0,2335	0,2334
79,98			0,2126				0,2267	0,2258	0,2252	0,2256					
20,41		$2{,}965 \cdot 10^{-2}$	$1{,}196 \cdot 10^{-2}$	$7{,}0 \cdot 10^{-3}$		$7{,}07 \cdot 10^{-3}$	$6{,}83 \cdot 10^{-3}$	$6{,}42 \cdot 10^{-3}$	$6{,}77 \cdot 10^{-3}$						
20,37		$1{,}139 \cdot 10^{-2}$				$7{,}04 \cdot 10^{-3}$			$6{,}67 \cdot 10^{-3}$	$6{,}58 \cdot 10^{-3}$	$6{,}57 \cdot 10^{-3}$	$6{,}56 \cdot 10^{-3}$	$6{,}60 \cdot 10^{-3}$	$6{,}78 \cdot 10^{-3}$	
768,2	4,21	0,9569	$< 1 \cdot 10^{-8}$												
766,8	4,21				$1{,}073 \cdot 10^{-2}$										
764,5	4,20		$< 1 \cdot 10^{-8}$			$1{,}09 \cdot 10^{-3}$			[$1{,}06 \cdot 10^{-3}$]						
762,4	4,20			$7{,}89 \cdot 10^{-4}$		$1{,}09 \cdot 10^{-3}$	$0{,}93 \cdot 10^{-3}$	$0{,}39 \cdot 10^{-3}$	$0{,}87 \cdot 10^{-3}$	$1{,}00 \cdot 10^{-3}$	—	$1{,}06 \cdot 10^{-3}$	$1{,}17 \cdot 10^{-3}$	$1{,}32 \cdot 10^{-3}$	
446,5	3,71					$1{,}09 \cdot 10^{-3}$	$0{,}93 \cdot 10^{-3}$	$0{,}38 \cdot 10^{-3}$		$0{,}98 \cdot 10^{-3}$	$1{,}08 \cdot 10^{-3}$	$1{,}05 \cdot 10^{-3}$	$1{,}16 \cdot 10^{-3}$	$1{,}33 \cdot 10^{-3}$	
430,8	3,68				$1{,}073 \cdot 10^{-2}$				$0{,}87 \cdot 10^{-3}$						
400	3,61		$< 2 \cdot 10^{-8}$												
82,0	2,63				$1{,}073 \cdot 10^{-2}$										
81,5	2,62	0,9552													
40,2	2,30				$1{,}075 \cdot 10^{-2}$										
34,8	2,25		$< 1 \cdot 10^{-8}$						[$1{,}06 \cdot 10^{-3}$]						
7,3	1,61			$< 2 \cdot 10^{-8}$		$1{,}09 \cdot 10^{-3}$	$0{,}93 \cdot 10^{-3}$	$0{,}39 \cdot 10^{-3}$	$0{,}87 \cdot 10^{-3}$	$1{,}01 \cdot 10^{-3}$	$1{,}08 \cdot 10^{-3}$	$1{,}06 \cdot 10^{-3}$	$1{,}17 \cdot 10^{-3}$	$1{,}31 \cdot 10^{-3}$	
	273,20	21,42	2,28 Ω	0,97 Ω	$1{,}6 \cdot 10^{-2}$ Ω	0,18 Ω	0,18 Ω	$3{,}00 \cdot 10^{-2}$ Ω	$0{,}37 \cdot 10^{-2}$ Ω	$3{,}37 \cdot 10^{-2}$ Ω	$0{,}45 \cdot 10^{-2}$ Ω	$0{,}88 \cdot 10^{-2}$ Ω	$1{,}34 \cdot 10^{-2}$ Ω	$1{,}20 \cdot 10^{-2}$ Ω	$1{,}55 \cdot 10^{-2}$ Ω

eine Problem ist, ob alle Metalle supraleitend werden können, wenn sie nur in genügend reinem Zustand oder bei genügend tiefer Temperatur untersucht werden oder ob es, wie es bis jetzt den Anschein hat, nur eine bestimmte Gruppe von supraleitenden Metallen gibt. Das zweite Problem ist, worin das Wesen der Supraleitfähigkeit besteht, welche Gesetze für die Ströme in supraleitenden Metallen bestehen. Hinsichtlich der letzteren Fragen, die eng mit dem magnetischen Verhalten der supraleitenden Metalle zusammenhängen, habe ich noch keine eigentlichen Messungen, sondern erst Vorarbeiten begonnen, auf die ich bei anderer Gelegenheit hoffe eingehen zu können. Betreffs des ersteren Problems habe ich Messungen an Einkristallen aus möglichst reinen Materialien in Angriff genommen und teilweise durchgeführt. Bei der Herstellung der Einkristalle konnte ich mich der Anleitung und Unterstützung durch die Herren Grüneisen und Göns erfreuen, denen ich vielmals hierfür danke.

Die Widerstandsmessungen wurden nicht nur bei der Temperatur des flüssigen Heliums, sondern auch bei der des flüssigen Wasserstoffs und der flüssigen Luft, sowie bei 0° C vorgenommen.

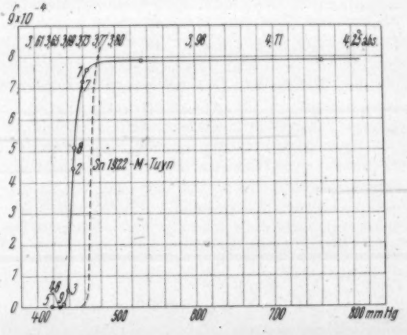
Die Ergebnisse der Messungen sind in Tabelle I und Tabelle II sowie in der Figur dargestellt.

In Tabelle I sind die Werte von $r = \frac{R_T}{R_0}$ (R_0 = Widerstand bei 0° C) eingetragen, in der untersten Zeile außerdem der Wert von R_0 selbst. Die erste Spalte enthält die Anzeige des Heliumdampfdruckthermometers, die zweite Spalte die absoluten Temperaturen. Im Gebiet des flüssigen Heliums sind sie nach Angaben und Formeln von Kamerlingh Onnes und Weber[1]) und von Verschaffelt[2]) berechnet.

Der Widerstand von Konstantandraht (Spalte 3) ist auch bei der Temperatur des flüssigen Heliums noch von derselben Größenordnung wie bei 0° C. Er ändert sich aber zwischen 4,2 und 2,6° abs. um 1,7 Promille, so daß Konstantandraht, wie schon in Leiden festgestellt wurde, bei der Temperatur des flüssigen Heliums als Material für Widerstandsthermometer verwendbar ist. Blei (Spalte 4) ist schon beim normalen Siedepunkt des flüssigen Heliums supraleitend. Jedenfalls war der Wert von r dort $< 1{,}10^{-8}$. Bei Zinn (Spalte 5) erfolgt der Abfall des Widerstandes in Übereinstimmung mit den Messungen von Tuyn[3]) bei etwa 450 mm Heliumdampfdruck. Die Art des Abfalls ist aus Tabelle II und Fig. 1 zu ersehen. Die Zahlen in Fig. 1 geben

Tabelle II.

He mm Hg	T	Sn r
762,4	4.20	$7.89 \cdot 10^{-4}$
464.4	3.74	$7.57 \cdot 10^{-4}$
458.6	3.73	$7.19 \cdot 10^{-4}$
448,2	3.71	$5.08 \cdot 10^{-4}$
445.5	3.71	$4.42 \cdot 10^{-4}$
438,5	3.69	$0.54 \cdot 10^{-4}$
433.0	3.68	$0.08 \cdot 10^{-4}$
429,5	3.68	$0.01 \cdot 10^{-4}$
429.0	3.67	$0.01 \cdot 10^{-4}$
418.0	3.65	$0.00 \cdot 10^{-4}$
400	3.61	$< 2 \cdot 10^{-8}$



die Reihenfolge der beobachteten Punkte an. Man sieht, wie gut auch die nicht aufeinanderfolgenden Punkte in einunddieselbe Kurve hineinfallen. Damit das der Fall ist, muß die Temperatur des flüssigen Heliums räumlich und zeitlich auf wenige Tausendstel Grad konstant gehalten werden. Um dies zu ermöglichen, mußte in das Heliumbad eine kräftige Rührvorrichtung eingebaut werden und der Dampfdruck durch ein fein verstellbares Konusventil, das vor die Pumpe geschaltet war, geregelt werden. Ohne die Rührvorrichtung treten innerhalb des flüssigen Heliums sehr erhebliche Temperaturdifferenzen auf. Die punktierte Linie in Fig. 1 gibt eine Messung Tuyns über den Eintritt der Supraleitfähigkeit von Sn wieder. Bei diesem Zinn war hiernach der Wert von r vor dem Abfall etwas größer und der Abfall selbst etwas steiler als bei dem von mir untersuchten Zinn.

Ausführlicher untersucht wurde das Verhalten von Gold, da das sehr reine früher von Mylius gereinigte Gold zur Verfügung stand. Es enthält nach seiner Angabe weniger als 0,001 Proz.

1) H. Kamerlingh Onnes und S. Weber, Commun. Leiden 147b.
2) W. Tuyn, Dissertation Leiden 1924, S. 40 Anm.
3) W. Tuyn, Dissertation Leiden 1924, S. 9 u. folg.

Verunreinigungen. Aus einem früher[1]) von mir geprüften gegossenen Goldstäbchen (Spalte 6), wurde ein Golddraht von 0,25 mm Stärke gezogen und sein Widerstand vor und nach dem Altern ($3^1/_2$ stündiges Erhitzen auf 350° C) gemessen (Spalte 7 und 8). Man sieht, daß der ungealterte Draht im flüssigen Helium einen zehnmal so großen Widerstand hat als der gealterte Draht, daß aber in beiden Fällen kein Abfall des Widerstandes zwischen 4,2 und 2,3 bzw. 1,6° vorhanden ist. — Aus dem Mylius-schen Material wurden nun auch eine Reihe von Einkristalldrähten hergestellt von etwa 12 cm Länge und etwa 0,2 bis 0,5 mm Dicke. Durch Ätzen mit verdünntem Königswasser wurde festgestellt, daß die Drähte ihrer ganzen Länge nach aus einem einzigem Kristall bestanden. Die kupfernen Stromzuführungsdrähte wurden an den Enden der auf Glimmerringe von 5 cm Durchmesser gebundenen Einkristalldrähte angelötet. Etwa 8 mm von den Enden und etwa in der Mitte des Drahtes wurden kupferne Potentialmeßdrähte mit kleinen lackierten Stahlklammern an den Einkristalldraht angeklemmt. Die Spalten 9—16 von Tabelle I enthalten die Resultate der Widerstandsmessungen an den Einkristallgolddrähten. $a+b$ ist der ganze Draht, a bzw. b die beiden Hälften, die teilweise ungleich dick waren. $1\,a+b$ ergab bei einer ersten Meßreihe (eingeklammerte Werte) höhere r-Werte in flüssigem Helium als bei einer zweiten Meßreihe, während die r-Werte für den gealterten Golddraht bei beiden Meßreihen gleich waren. Bei den anderen Drähten liegt nur eine Meßreihe vor. Es scheint, daß bei $1\,a+b$ tatsächlich eine kleine Änderung des r-Wertes im Laufe der Zeit stattfand. Vielleicht handelt es sich um eine Nachwirkungserscheinung im Anschluß an die geringe Verbiegung des Einkristalls beim Montieren auf dem Glimmerring. Bei sämtlichen Einkristalldrähten ist der Widerstand zwischen 4,2 und 1,6° abs. konstant. Die kleinen Unterschiede liegen innerhalb der Beobachtungsfehler. Von dem Einsetzen von Supraleitfähigkeit ist auch bei 1,6° nichts zu bemerken. Die verschiedenen Einkristalldrähte weisen jedoch untereinander Unterschiede in ihren r-Werten auf. Am kleinsten[2]) ($0{,}4 \cdot 10^{-3}$) ist der r-Wert von $1\,b$. Die anderen Drähte weisen alle auch in flüssigem Helium etwa denselben r-Wert auf wie der gealterte Golddraht. Man erhält also das interessante Resultat: Ein polykristallinischer, richtig gealterter Draht des regulär kristallisierenden Goldes hat bis zu den tiefsten Temperaturen etwa denselben r-Wert wie ein Einkristalldraht. Übergangswiderstände zwischen den einzelnen Kristallen des polykristallinischen Drahtes scheinen nach richtiger Alterung kaum vorhanden zu sein.

Diese Beobachtungen werden durch Messungen an anderen regulären Metallen zu ergänzen und auf nicht regulär kristallisierende Metalle auszudehnen sein. Bei der Prüfung auf Supraleitfähigkeit wird man suchen müssen, noch erheblich tiefere Temperaturen als 1,6° abs. zu erreichen.

Diskussion.

Herr Nernst weist darauf hin, daß alle quantitativen Anwendungen der zunächst von ihm rein qualitativ aufgestellten Entartungstheorie der Gase infolge der besonders von Herrn Simon gefundenen starken Unstimmigkeiten bezüglich der quantentheoretischen Berechnung chemischer Konstanten gefallen sein dürften. Um weiter zu kommen, wären Messungen der Molekularwärme des Heliums bei tiefsten Temperaturen wichtig, was durch die großen Erfolge der Arbeiten des Herrn Meißner ja sehr erleichtert werden wird.

Herr Smekal: Zu der Bemerkung von Herrn Nernst, daß sämtliche Entartungstheorien falsch seien, weil sie zum nicht allgemeingültigen Stern-Tetrodeschen Wert für die chemische Konstante führen, möchte ich hervorheben, daß es sich da aber keineswegs um ein prinzipielles Versagen dieser Theorien handelt. Durch geeignete „Gewichts"verfügungen kann man immer erreichen, daß die Stern-Tetrodesche Formel mit einem beliebigen konstanten Faktor multipliziert erscheint; dieser Faktor kann aus experimentellen Daten ebenso ermittelt werden, wie man das in letzter Zeit z. B. für die Quantengewichte des H_2 aus seiner spezifischen Wärme vorgenommen hat.

Herr W. Meißner bemerkt zu den Ausführungen von Herrn Nernst, daß in der Reichsanstalt außer Messungen über die spezifische Wärme von Helium besonders Isothermenbestimmungen in dem in Betracht kommenden Druck- und Temperaturgebiet beabsichtigt sind, um die Zustandsgleichung von Helium in tiefen Temperaturen zu bestimmen, welche ja auch Aussagen über die spezifische Wärme gestattet.

1) W. Meißner, Ann. d. Physik **47**, 1001, 1915.
2) Der kleinste in Leiden an Gold beobachtete r-Wert bei 4° abs. ist etwa $2 \cdot 10^{-3}$. (Communic. 119 B.)

BESPRECHUNGEN.

A. Wichert, Theorie der Schüttelschwingungen und Untersuchung der Schüttelerscheinungen von elektrischen Lokomotiven mit Parallelkurbelgetrieben. (Forschungsarbeiten auf dem Gebiete des Ingenieurwesens. Heft 266.) 120 S. mit 138 Abbildungen. Berlin, V. D. I.-Verlag 1924. M. 12.—.

Der Verfasser des vorliegenden Werkes ist auf dem Gebiete der Schüttelschwingungen kein Unbekannter, wie seine Veröffentlichungen in der Fachliteratur beweisen. Das Buch selbst darf wohl als eine Zusammenfassung und Erweiterung jener verschiedenen Arbeiten aufgefaßt werden.

Der Autor geht davon aus, daß das Spiel, mit dem sich eine Masse zwischen zwei Federn bewegt, das Merkmal eines Systems ist, das Schüttelschwingungen aufweisen kann. Er zeigt zunächst, daß die Eigenfrequenz solcher Schwingungen von der Größe des Ausschlags abhängig ist. Bei der Untersuchung der erzwungenen Schüttelschwingungen weist er nach, daß sie jede Frequenz von 0 bis zu der des spielfreien Systems besitzen und sich mit zunehmender Periodenzahl der Erregung zu unendlich großen Ausschlägen in der „theoretischen" Schüttelgrenze ausbilden können. Die Reibung setzt lediglich die theoretische auf die „praktische" Schüttelgrenze mit geringerer Frequenz und kleineren Ausschlägen herab. Wird den Federn eine periodische Bewegung „aufgeprägt", so gelingt auch der Nachweis, daß mehrere Schüttelzonen vorhanden sind, nach deren Überschreitung jeweils ein plötzlicher Abfall der Ausschläge eintritt.

Im allgemeinen werden die erzwungenen Schwingungen durch Stöße eingeleitet, die ein Einschwingen der Masse in das Spiel bis zum Anschlag mit der Gegenfeder verursachen.

Nachdem so die theoretischen Grundlagen erörtert sind, wendet sich der Verfasser dem praktischen Kurbeltrieb zu. Die Trägheit des Motorankers vertritt die Masse und die Elastizität des Triebwerkes stellt die Federung dar. Er untersucht den Einfluß des Lagerspieles und der Herstellungsfehler unter Berücksichtigung der zeitlich veränderlichen Elastizität der Getriebeteile zunächst einzeln, um schließlich die Wirkungen beider gemeinsam zu erkennen. In der Hauptsache gehen seine Überlegungen darauf aus, die „eingeprägte" Bewegung der Triebstangen zu finden, um daraus Schlüsse auf die Ausbildung der Schwingungen zu ziehen. Nachdem er noch auf die günstige Form der Motorcharakteristik der Drehstrommotoren hingewiesen hat, gibt er gestützt auf die bisherigen Betrachtungen Mittel zum Verhüten der so störenden Erscheinungen an. Die angeführten eingehenden Messungen und Erfahrungen an ein- und zweimotorigen Lokomotiven scheinen eine gute Bestätigung der Überlegung zu geben.

Dies ist in großen Zügen der Inhalt des vorliegenden Buches. Der Verfasser fügt in seinem Werk der Theorie des spielfreien Kurbeltriebs mit zeitlich veränderlicher Elastizität noch den Einfluß des Spieles hinzu. Da er dank hier in weitem Maße angewandten zeichnerischen Methoden auch alle maßgebenden Faktoren und Triebwerksarten erfassen kann, dürften die Untersuchungen der Wirklichkeit sehr nahe kommen.

Durch den von ihm vorgeschlagenen Einbau von Dämpfungselementen in Verbindung mit den schon bekannten zusätzlichen Federungen in das Getriebe, ist die Frage der Schüttelschwingungen für die Praxis im Prinzip wohl gelöst.

Der reichliche Gebrauch von graphischen Verfahren macht es auch dem mathematisch weniger geschulten Leser leicht, der anschaulichen Behandlung der schwierigen Aufgabe zu folgen. Erlaubt sei auf eine kleine Unklarheit auf S. 86 hinzuweisen: $\frac{d\varphi}{dt}$ hat einen endlichen Wert, der nicht gleich einer unendlich kleinen Größe sein kann. Wünschenswert wäre es, wenn bei einer ev. Neuauflage, die schon recht zahlreichen und klaren Abbildungen noch ergänzt würden, um die auf S. 66 gebrauchten Winkelbezeichnungen usw. bildlich darzustellen.

Diese Kleinigkeiten beeinträchtigen in keiner Weise den Wert dieses sehr gründlichen und klaren Werkes, das sicher jeden, der sich eingehender mit dem interessanten Gebiet der Schüttelschwingungen befassen will, voll befriedigen wird. Die mustergültige Ausstattung seitens des V. D. I.-Verlags sei noch besonders erwähnt.

Menges.

J. Döry, Die Schütterscheinungen elektrischer Lokomotiven mit Kurbelantrieb. (Sammlung Vieweg: Tagesfragen aus den Gebieten der Naturwissenschaften und der Technik, Heft 68.) 38 S. mit 12 Abbildungen. Braunschweig, Fr. Vieweg & Sohn A.-G. 1923. M. 1.50.

Der Verfasser gibt in der Einleitung einen kurzen Überblick über die geschichtliche Entwicklung des Problems der Schüttelschwingungen. Er behandelt zunächst den einfachen Fall, daß durch das Lagerspiel der Anker in erzwungene harmonische Schwingungen versetzt werde. Dabei streift er das Entstehen von quasiharmonischen Schwingungen, falls der Kraftschluß im Getriebe unterbrochen wird. Er geht dann dazu über, den Einfluß der veränderlichen Elastizität des Getriebes auf den Schwingungsvorgang auf Grund der Untersuchung von Horn, Couwenhoven, Meißner, K. E. Müller und Dreyfus zu betrachten. Er weist später auf die Bedeutung des Verhältnisses der elastischen Verformung zum Spiel hin, und zeigt dabei, daß die Neigung zum Schütteln vermindert wird, wenn man nach Buchli durch Einbau zusätzlicher Federungen dieses Verhältnis vergrößert. Den Schluß bildet eine Übersicht über die gewonnenen Ergebnisse.

Der Verfasser behandelt mathematisch die Theorie der unharmonischen Schwingungen in der Hauptsache auf analytischem Wege. Er versteht es auch für einen mathematisch weniger geschulten Leser das Wesentliche, nämlich die Frage nach der Stabilität, verständlich zu machen.

Die Annahme, daß erst in der Resonanz ein Einschwingen der Masse in das Spiel stattfindet, trifft wohl nur für Lokomotiven zu, bei denen das Verhältnis der elastischen Verformung zum Spiel groß ist. Die verschiedenen durchgerechneten Beispiele ausgeführter Maschinen zeigen übrigens eine gute Übereinstimmung mit den Beobachtungen.

Gestattet sei, auf eine Unklarheit auf S. 45 hinzuweisen, die sich auch auf Seite 31 auswirkt. Nach Gleichung (1) müßte für $\varphi = 0$ auch $\Delta\varphi = 0$ werden, was in Wirklichkeit nicht zutrifft.

Abgesehen hiervon kann das kleine Werk, das mit seinen 38 Seiten gewiß keine alle Einzelheiten exakt erfassende Theorie geben will, jedem als erste Einführung in das Gebiet empfohlen werden.

Menges.

A. Hurwitz, Vorlesungen über allgemeine Funktionentheorie und elliptische Funktionen; R. Courant, Geometrische Funktionentheorie. XII u. 496 S. mit 128 Abbildungen. Zweite, vollständig umgearbeitete und vermehrte Auflage. Berlin, J. Springer. 1925. Br. M. 23.40, geb. M. 25.—.

Die Tatsache, daß bereits nach 3 Jahren eine Neuauflage des Werkes erschien, ist die beste Empfehlung des Buches. Während der erste von Hurwitz herrührende Teil außer einigen Zusätzen über die Γ-Funktion und die Lagrangesche Reihe unverändert geblieben ist, hat der von Courant verfaßte Teil wesentliche Umänderungen erfahren, die sich äußerlich schon dadurch geltend machen, daß der Umfang des Buches um 100 Seiten zugenommen hat. Durch die Umgestaltung ist einerseits der Aufbau der geometrischen Funktionentheorie lückenloser und geschlossener geworden, als dies in der ersten Auflage der Fall war, andererseits ist durch Berücksichtigung der neuesten Forschungen die Einfügung einer Reihe neuer Sätze veranlaßt worden. Neben Problemen von wesentlich mathematischem Interesse sind hier besonders solche zu erwähnen, die in engerer Beziehung zur mathematischen Physik stehen, z. B. die Behandlung der Randwertaufgabe der Potentialtheorie und ihr Zusammenhang mit der Greenschen Funktion. Da sich auch sonst zahlreiche Hinweise auf die physikalische Anwendungsmöglichkeit der entwickelten Sätze finden, so ist das Buch gerade dem mathematischen Physiker als modernes Lehrbuch der Funktionentheorie besonders wertvoll.

Kratzer.

L. Schrutka, Elemente der höheren Mathematik. Für Studierende der technischen und Naturwissenschaften. gr. 8°. XXX und 635 S. Mit 143 Abb. im Text. 3. und 4. Aufl., Leipzig und Wien, Franz Deuticke. 1924. M. 10.50.

Das Werk enthält, dem Titel entsprechend, die Elemente der analytischen Geometrie (der Ebene und des Raumes), der Vektorrechnung, der Lehre von den algebraischen Gleichungen, der Differential- und Integralrechnung. Die Darstellung beschränkt sich von vornherein auf diejenigen (mathematischen) Voraussetzungen, welche für die Anwendungen in Frage kommen, wodurch Anschaulichkeit und Einfachheit der Beweisführung unter voller Wahrung der Strenge erreicht wird. Die verschiedensten naturwissenschaftlichen Aufgaben dienen sowohl zur Motivierung der mathematischen Fragestellungen als zur Anwendung der gewonnenen Sätze; auch auf Fragen des numerischen Rechnens wird eingegangen. Das eingehende Register erhöht die Brauchbarkeit des ausführlich und klar geschriebenen Buches, welches dem Physiker, auch zum Selbststudium, bestens empfohlen werden kann.

Haupt.

R. Rothe, Höhere Mathematik. Für Mathematiker, Physiker und Ingenieure. Teil I: Differentialrechnung und Grundformeln der Integralrechnung nebst Anwendungen. (Teubners Technische Leitfäden, Bd. 21.) kl. 8°. V und 185 S. Mit 155 Figuren im Text. Leipzig und Berlin, B. G. Teubner. 1925. M. 5.—.

Das vorliegende (auf 3 Teile berechnete) Werk ist, wie im Vorwort angegeben wird, ein sehr knapp gehaltener Leitfaden mit zahlreichen Beispielen, Anwendungen und Übungen, in welchem sowohl die Fragen der reinen Mathematik um ihrer selbst willen zur Geltung kommen, als auch Fragen der angewandten Mathematik und Aufgaben aus den Anwendungen behandelt werden. Bei aller Kürze sehr verständlich und klar geschrieben, bietet der Leitfaden auf kleinem Raume einen reichhaltigen Stoff dar. Das Werk ist somit eine sehr begrüßenswerte Neuerscheinung, die speziell auch dem Physiker sehr gute Dienste leisten wird.

Haupt.

Berichtigung.

In dem Artikel von G. Kirsch „Über den Vorgang bei der ‚Atomzertrümmerung' durch α-Strahlen" in Nr. 13 dieses Jahrgangs muß es auf S. 464. 2. Spalte, Zeile 8 von oben heißen: „quasi α-Teilchen" anstatt „quasi H-Teilchen".

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Berufen: Zum ord. Professor für Experimentalphysik an der Technischen Hochschule Breslau der persönliche Ordinarius der Universitäts-Hochschule Dr. Erich Waetzmann.

Ernannt: Professor Dr. A. Herzog am Deutschen Forschungs-Institut für Textilindustrie in Dresden zum ord. Professor für Textil- und Papiertechnologie an der Technischen Hochschule daselbst, der ord. Professor an der Technischen Hochschule München Dr. Hans Fischer zum ord. Professor der Chemie an der Universität Freiburg i. B., Professor Dr. Hans Geiger, Mitglied der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt Charlottenburg, zum ordentlichen Professor und Direktor des Instituts für Experimentalphysik an der Universität Kiel, der Privatdozent für Chemie an der Technischen Hochschule Dresden Dr. Hans Schmidt zum nichtplanmäßigen a. o. Professor daselbst, der ord. Professor für allgemeine Chemie an der Universität Ferrara Guiseppe Antonio Barbieri zum ord. Professor für Agrikulturchemie am Höheren Landwirtschaftlichen Institut in Bologna, Professor Dr. Ramón G. Loyarte von der Facultad de ciencias físico-matemáticas puras y aplicadas zum Direktor des Physikalischen Instituts der Universität La Plata (als Nachfolger von Professor R. Gans).

Habilitiert: An der Universität München Dr. E. Zintl für anorganische und analytische Chemie.

Vom Lehramt zurück: Der ord. Professor für Experimentalphysik an der Technischen Hochschule Berlin Geh. Regierungsrat Dr. Ferd. Kurlbaum, der ord. Professor für chemische Technologie an der Technischen Hochschule Braunschweig Geheimer Hofrat Dr. Otto Reinke.

Gestorben: Der Gründer der Firma Sartorius-Werke in Göttingen Fabrikant Florenz Sartorius, der Direktor des Geophysikalischen Observatoriums in Leningrad Professor Friedmann, der ord. Professor für Chemie am Grinnel College Jowa W. J. Hendrixson.

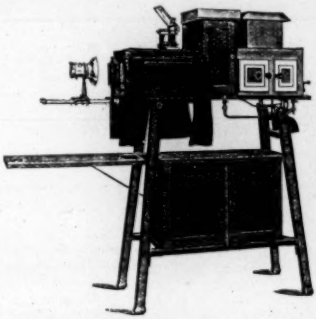
Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. F. Harms in Würzburg. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

Max Kohl A.G. Chemnitz 4

Physikalische Apparate

Funken-Induktoren
Ölluftpumpen
Experimentier-Schalttafeln
Projektions-Apparate
Laboratorienmöbel
in gediegener Ausführung.

Weltausstellung Brüssel: 4 Große Preise;
Turin: 2 Große Preise; Dresden: Großer Preis.



Kohls Megadiaskop. Projektions-Apparat für alle im Unterricht gebräuchlichen Projektionsarten, z. B. für durchfallendes Licht, für auffallendes Licht, für Mikroprojektion, Spektral-, Polarisations-Interferenzerscheinungen usw.

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

Die Seekabel

unter besonderer Berücksichtigung der deutschen Seekabeltelegraphie

✶

In technischer, handelswirtschaftlicher, verkehrspolitischer und strategischer Beziehung dargestellt

von

H. Thurn

Mit 1 Weltkabelkarte und 105 Abbildungen im Text und auf drei Tafeln. VIII und 288 Seiten. 8°. 1909.

Ungebunden Mk. 8.—

Ganzleinen Mk. 10.—

✶

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

Kompendium der Experimental-Physik

von

Prof. Dr. **Georg W. Berndt**

3. verbesserte und vermehrte Auflage.
Mit 59 Textfiguren. XII und 211 Seiten mit Register. 8°. 1920.

Gebunden Mk. 6.—

✶

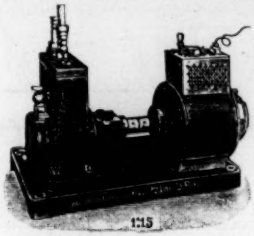
Pfeiffer's

Quecksilber-Dampfstrahlpumpe
ganz aus Stahl D. R. P. angem.

15 Liter bis zum Aussetzen jeder Entladung in 10 Sek. vom Vorvakuum ab.

Listen von Abt. H anfordern.

Vgl. Techn. Physik, 1922, Heft 12. Phys. Ztschr. 1922, pag. 463.



Rot. Kammer-Öl-Luftpumpe D. R. P.

Hochvakuum-Pumpen, Vakua bis $^1/_{1\,000\,000}$ mm Hg.
Saugleistung bis 120 cbm per Stunde

Photometer aller Systeme

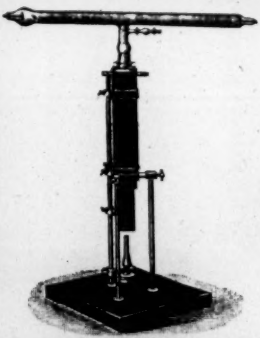
Öl-Prüfapparate, Schnellviskosimeter usw.

Funken-Induktoren bis 1000 mm Funkenlänge

Oscillographen

Arthur Pfeiffer
Wetzlar 8
Telegr. Vakupfeif. — Tel. 85 u. 86.

Hochvakuum-Diffusions-Pumpe aus Metall
nach Prof. Gaede
D. R. P. und Auslandspatente



$^1/_{10}$ nat. Gr.

Saugleistung: 15 Liter per Sek.
Vorvakuum: 20 mm

„Vergl. Zeitschrift für Technische Physik, Jahrg. 1923, Nr. 10"

Alleinige Hersteller

E. Leybold's Nachfolger A.-G.
Köln a/Rhein, Brüderstr. 7

Sonderliste auf Wunsch

Für den Anzeigenteil verantwortlich S. Hirzel in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.